



# Production d'électrons émis à grand moment transverse dans l'interaction proton-proton à haute énergie dans le centre de masse, aux ISR du CERN

Julien Gresser

## ► To cite this version:

Julien Gresser. Production d'électrons émis à grand moment transverse dans l'interaction proton-proton à haute énergie dans le centre de masse, aux ISR du CERN. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 1974. Français. NNT : . tel-00392789

**HAL Id: tel-00392789**

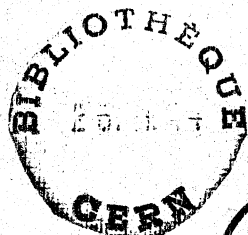
**<https://theses.hal.science/tel-00392789>**

Submitted on 9 Jun 2009

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg



C.R.N.

CRN-HE 74-10

91

n° 0333953

N° d'ORDRE  
18

CRN/HE 74-10

*THESE*

*présentée*

*pour obtenir le grade de*

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

*par*

*Julien GRESSER*

"PRODUCTION D'ÉLECTRONS ÉMIS À GRAND MOMENT TRANSVERSE  
DANS L'INTERACTION PROTON-PROTON À HAUTE ÉNERGIE DANS  
LE CENTRE DE MASSE AUX ISR DU CERN"

Centre Universitaire du Haut Rhin

CM-P00068711



CERN LIBRARIES, GENEVA

CERN LIBRARIES, GENEVA

Institut National  
de Physique Nucléaire  
et de Physique  
des Particules

Université  
Louis Pasteur  
de Strasbourg

N° d'ORDRE

18

# THÈSE

*présentée*

**CENTRE UNIVERSITAIRE DU HAUT RHIN**  
**UNIVERSITÉ LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG**  
*Section Sciences*

*pour obtenir le grade de*

**DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES**

*par*

**Julien GRESSER**

**"PRODUCTION D'ÉLECTRONS ÉMIS À GRAND MOMENT TRANSVERSE  
DANS L'INTERACTION PROTON-PROTON À HAUTE ÉNERGIE DANS  
LE CENTRE DE MASSE, AUX ISR DU CERN"**

*Soutenue le 24 Mai 1974 devant la commission d'examen*

**MM. P.CHEVALLIER**

*Président*

**G.SUTTER**

**M.CROISSIAUX**

**R.MORAND**

**M.BANNER**

*Examineurs*

CENTRE UNIVERSITAIRE DU HAUT-RHIN

Président : P. TAGLANG

Vice-Président : C. HELLER

Secrétaire Général : Y. LEBLANC

LISTE DES PROFESSEURS, MAITRES DE CONFERENCES, MAITRES DE  
RECHERCHES, RESPONSABLES DES DOCTORATS ES SCIENCES

-----

Professeurs

P. TAGLANG	T	Physique
J. B. DONNET	T. T. P.	Chimie physique
R. WEY	T. T. P.	Chimie
H. DANAN	P. S. C.	Physique
G. SUTTER	T. T. P.	Physique électronique
J. STREITH	T. T. P.	Chimie
J. MARTINET	T. T. P.	Mathématiques (détaché au Ministère des Affaires Etrangères année 1973-1974)
G. SCHIFFMANN	P. S. C.	Mathématiques
J. FAURE	P. S. C.	Chimie physique
F. SCHMITT	P. S. C.	Physique

Maîtres de conférences

Mme C. WINTER	Physique
A. JAEGLER	Physique
A. KALT	Chimie physique
R. LUTZ	Mathématiques



Professeurs et Maîtres de conférences en fonction à l'I. U. T.

G. PERNY	T	Physique appliquée
G. METZGER	P. S. C.	Physique électronique
R. MANQUENOUILLE	Maître de Conférences	Mathématique appliquée
B. LAVILLE SAINT-MARTIN	Maître de Conférences	en Physique appliquée
R. STEIN	Maître de Conférences	en physique électronique

Maîtres de Recherches

J. LAHAYE	M. R.	Physicochimie Atomique et Ionique
B. SIFFERT	M. R.	Cristallographie et Minéralogie

UNIVERSITE LOUIS PASTEUR  
STRASBOURG

-----

Président : Professeur G. OURISSON  
Vice-Présidents : Professeur A. CHAUMONT  
Professeur G. LAUSTRIAT  
Secrétaire Général : G. KIEHL

PROFESSEURS, MAITRES DE CONFERENCES, DIRECTEURS ET  
MAITRES DE RECHERCHE DES U. E. R. RESPONSABLES  
DES DOCTORATS ES-SCIENCES

Doyens honoraires : A. KIRRMANN - P. LACROUTE - H. J. MARESQUELLE  
J. H. VIVIEN - G. MILLOT.

Professeurs honoraires : P. de BEAUCHAMP - L. BOISSELET - H. CARTAN -  
G. CERF - C. CHABAUTY - A. CHRETIEN - J. DENY -  
Ch. EHRESMANN - Mlle S. GILLET - A. HEE -  
R. HOCART - A. KIRRMANN - G. LEMEE -  
P. L'HERITIER - A. LICHNEROWICZ - A. MAILLARD -  
H. J. MARESQUELLE - L. NEEL - J. PARROD -  
Ch. SADRON - F. TERROINE - H. VILLAT - H. WEISS -  
Et. WOLFF - J. YVON

Maître de Conférences honoraire : R. WEIL

Professeurs

J. ROTHE	Physique du Globe
P. LACROUTE	Astronomie
J. H. VIVIEN	Zoologie et Embryologie expérimentale
S. GORODETZKY	Physique générale et Physique Nucléaire
L. SACKMANN	Mécanique des fluides
M. PEREY	Chimie Nucléaire
S. GOLDSZTAUB	Minéralogie et Pétrographie
P. JOLY	Biologie générale

H. BENOIT	Physicochimie macromoléculaire
P. CUER	Physique générale et physique corpusculaire
G. MILLOT	Géologie et Paléontologie
R. LECOLAZET	Physique du globe
H. SAUCIER	Minéralogie
R. ROHMER	Chimie minérale
A. GAGNIEU	Botanique
F. STUTINSKY	Physiologie générale
B. WURTZ	Chimie biologique
J. BRENET	Electrochimie
J. P. EBEL	Chimie biologique
G. OURISSON	Chimie
A. COCHE	Physique nucléaire
R. CERF	Physique générale
J. FRENKEL	Mathématiques
A. DELUZARCHE	Chimie
R. ARMBRUSTER	Physique
A. ROCHE	Physique du globe
L. HIRTH	Microbiologie
A. FUCHS	Mécanique rationnelle
A. GALLMANN	Physique
P. MIALHE	Physiologie animale
D. MAGNAC	Physique
M. DAUNE	Biophysique
J. P. ADLOFF	Chimie Nucléaire
D. BERNARD	Méthode math. de la Physique
E. DANIEL	Physique expérimentale
P. CHEVALLIER	Physique
G. REEB	Topologie
J. WUCHER	Physique
M. BRINI	Chimie
H. DURANTON	Botanique
R. WEISS	Chimie
P. FEDERLIN	Chimie
J. P. SCHWING	Chimie
M. SIESKIND	Physique
G. MONSONEGO	Physique théorique
C. WIPPLER	Physicochimie des Hautes Polymères industriels
G. WEILL	Physique
A. CLAUSS	Chimie
E. FOLLENIUS	Zoologie
J. LUCAS	Géologie
J. J. THIEBOLD	Biologie animale
G. GLAESER	Mathématiques
J. H. WEIL	Chimie biologique
D. FOATA	Mathématiques
H. DANAN	Physique atomique et physique du solide
X. FERNIQUE	Mathématiques

F. GAUTIER	Physique
G. SUTTER	Physique Electronique
V. AVANISSIAN	Analyse supérieure
F. LACROUTE	Biologie Végétale
J. P. EBERHART	Minéralogie
J. M. LEHN	Chimie
Cl. ROBERT	Physique
F. BECKER	Physique mathématique
Fr. SCHALLER	Biologie générale
Fr. GAULT	Chimie organique
M. GOUNOT	Botanique
J. DEHAND	Chimie minérale
C. GODBILLON	Mathématiques
J. ROUX	Botanique
R. VOLTZ	Physique théorique
A. MICHARD	Géologie
Y. BOULANGER	Chimie biologique
J. J. RIEHL	Chimie
R. GERARD	Mathématiques
M. DAIRE	Chimie phys. ind. et Science des Matériaux
G. DUNOYER de SEGONZAC	Géologie
J. P. JOUANLOU	Mathématiques
Cl. DELLACHERIE	Mathématiques
Ph. RICHARD	Physiologie animale
J. FARAUT	Mathématiques
J. P. RAMIS	Mathématiques générales

#### Professeurs Associés

A. BANDERET (E. A. H. P.) - H. HAKEN (Phys.) - A. H. M. LEVELT (Math.) -  
O. LAUDAL (Math.) - R. MILNE (Microbiologie) - L. R. NARANAYAN (Chimie) -  
C. VIRGILI (Géologie)

#### Professeurs Conventionnés

V. HOENIG (Médecine) - C. KIWIET de JONGE (Géographie)

#### Maîtres de Conférences Conventionnés

J. P. BAUER (Psychologie) - P. CAHN (Psychologie) - N. KONO (Mathématiques)  
A. TABOURET-KELLER (Psychologie)

#### Maîtres de Conférences et Chargés d'Enseignement

M. GROSMANN	Physique
Ph. ROPARTZ	Psycho-physiologie
G. SOLLADIE	Chimie organique
P. BENVENISTE	Physiologie végétale
D. VIAUD	Mathématiques
R. KIRSCH	Zoologie
J. SOMMER	Chimie appliquée

A. HINSCHBERGER	Chimie Physique
J. BROSSAS	Chimie Macromoléculaire
M. LEROY	Chimie
C. PESKINE	Mathématiques
M. J. SCHWING	Chimie Physique
J. Cl. BERNIER	Chimie Générale
J. J. FRIED	Mécanique des fluides
J. LEITE LOPEZ	Physique nucléaire et corpusculaire

#### Maître de Conférences adjoint

J. SITTLER	Géologie
------------	----------

#### Professeurs et Maîtres de Conférences du C. U. H. R.

P. TAGLANG	Physique
J. P. DONNET	Chimie Physique
R. WEY	Chimie
J. STREITH	Chimie
J. MARTINET	Mathématiques
G. SCHIFFMANN	Mathématiques
J. FAURE	Chimie Physique
Fr. SCHMITT	Physique
Chr. WINTER	Physique
A. JAEGLE	Physique
A. KALT	Chimie Physique
R. LUTZ	Mathématiques
J. LAFAYE	MR Physicochimie atomique-ionique
B. SIFFERT	MR Cristallographie et Minéralogie

#### Professeurs et Maîtres de Conférences des I. U. T.

##### Strasbourg

Ch. TANIPELLIAN	Chimie
M. GROSS	Chimie

##### Mulhouse

G. PERNY	Physique Appliquée
R. MANQUENOUILLE	Mathématiques Appliquées
G. METZGER	Electronique
B. LAVILLE St-MARTIN	Physique Appliquée
R. STEIN	Physique Electronique

#### Directeurs et Maîtres de Recherche

J. F. BIELLMANN	DR	Chimie
P. BOUVEROT	DR	Physiologie respiratoire
P. DEJOURS	DR	Physiologie respiratoire
A. KNIPPER	DR	Physique nucléaire et corpusculaire
A. KOVACS	DR	Physicochimie macromoléculaire

J. MARCHAL	DR	Physicochimie macromoléculaire
P. A. MEYER	DR	Mathématiques
A. J. P. MEYER	DR	Physique
J. MEYER	DR	Botanique
C. MIALHE	DR	Physiologie
S. NIKITINE	DR	Physique
A. PETROVIC	DR	Médecine
P. REMPP	DR	Physicochimie macromoléculaire
A. SKOULIOS	DR	Physicochimie macromoléculaire
R. WEIL	DR	Minéralogie
A. ZUCKER	DR	Physique Théorique
F. BECK	MR	Physique nucléaire
J. P. BECK	MR	Physiologie
M. BONHOMME	MR	Géologie
H. BRAUN	MR	Physique corpusculaire
S. CANDAU	MR	Physique
M. CHAMPAGNE	MR	Biophysique
J. P. COFFIN	MR	Physique nucléaire et corpusculaire
A. CORET	MR	Physique
M. CROISSIAUX	MR	Physique nucléaire
M. DARTIGUENAVE	MR	Chimie minérale
J. DOUBINGER	MR	Géologie
S. EL KOMOSS	MR	Physique
J. P. VON ELLER	MR	Géologie
J. M. FRANCK-NEUMANN	MR	Chimie organique biologique
E. FRANTA	MR	Physicochimie moléculaire
J. M. FRIEDT	MR	Physicochimie atomique-ionique
A. FRIDMANN	MR	Physique corpusculaire
Y. GALLOT	MR	Physicochimie macromoléculaire
J. B. GRUN	MR	Physique
G. KAUFFMANN	MR	Chimie
A. LLORET	MR	Physique corpusculaire
Th. MULLER	MR	Physique
G. MUNSCHY	MR	Physique
M. NAUCIEL-BLOC	MR	Physique des solides
M. PATY	MR	Physique corpusculaire
R. PFIRSCH	MR	Botanique
A. PORTE	MR	Physiologie
J. POUYET	MR	Biophysique
J. RINGEISEN	MR	Physique
J. P. ROTH	s/Dir. CRM	Physicochimie macromoléculaire
F. SCHEIBLING	MR	Spectrométrie Nucléaire
N. SCHULZ	MR	Physique nucléaire
P. SIFFERT	MR	Phys. Rayon. et Electronique nucléaire
Cl. SITTNER	MR	Géologie
Cl. STRAZIELLE	MR	Physicochimie macromoléculaire
M. SUFFERT	MR	Basses Energies
Y. TARDY	MR	Géologie
R. VAROQUI	MR	Physicochimie macromoléculaire
A. VEILLARD	MR	Chimie

A. WAKSMANN  
G. WALTER  
J. P. WENIGER  
J. WITZ  
R. WOLFF  
R. ZANA  
J. P. ZILLINGER

MR Neurochimie  
MR Phys. rayonnement et Electronique nucléaire  
MR Zoologie  
MR Biologie cellulaire  
MR Chimie  
MR Physicochimie macromoléculaire  
MR Physique

A la mémoire de mon père

A ma mère

A ma femme

et à ma fille Isabelle



PRODUCTION D'ELECTRONS EMIS A  $90^{\circ}$  A HAUTE  
ENERGIE DANS LE CENTRE DE MASSE DE LA REACTION PROTON-PROTON

par

Julien GRESSER

## TABLE DES MATIERES

	Page
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I - APPAREILLAGE EXPERIMENTAL - METHODE D'ANALYSE ET DE MESURE	5
1. CARACTERISTIQUES DES I. S. R.	7
1. Intérêt des I. S. R.	7
2. Luminosité des I. S. R.	10
3. Mesure de la luminosité	12
4. Monitoring des faisceaux	14
3. DISPOSITIF EXPERIMENTAL	15
1. Définition de la trace de la particule	17
a) Les chambres à fils	18
b) La lecture magnétostrictive des chambres	22
c) La logique de lecture - Digitalisation de l'information des chambres	27
d) Les télescopes des chambres	28
2. La détermination de l'impulsion d'une particule	29
a) L'aimant	29
b) Le champ magnétique	29
c) Le calcul de l'impulsion	31
3. La discrimination entre particule	34
a) Les hodoscopes de compteurs à scintillation	35
b) La mesure du temps de vol	36
c) Le compteur Cerenkov à seuil	38
4. La sélection des candidats électrons	48
a) Description d'une gerbe électromagnétique dans un matériau	49
b) Le compteur Sandwich	51

c) Les chambres à gerbes optiques	56
d) Le système optique	58
e) Mesure des amplitudes dans les compteurs	58
5. La définition du trigger	62
a) Le trigger particule chargée	62
b) Le trigger électron-gamma	64
CHAPITRE II : L'ANALYSE DES DONNEES	69
A. LES DONNES	70
B. LA DETERMINATION DU NOMBRE D'EVENEMENTS	71
1. La reconstruction des traces	73
a) l'alignement des chambres à fils	73
b) la définition des traces devant et derrière l'aimant	74
c) les tests de qualité des traces	76
2. L'impulsion de la particule dans le centre de masse de la réaction proton-proton	78
3. Critères de sélection des événements électrons	80
a) Les événements gammas à doubles traces	81
b) les événements simple trace	84
c) le test trace-compteur Cerenkov	88
d) l'amplitude dans le compteur Sandwich	95
e) Observation de la gerbe électromagnétique dans les chambres optiques	100
f) Le test des amplitudes dans les compteurs de H1 et H2	102
g) les tests complémentaires	104
h) les résultats	104
C. LA NORMALISATION DES RESULTATS	107
1. Le calcul de l'acceptance de l'appareillage	107
2. L'efficacité de détection du dispositif	111
a) l'efficacité des chambres à fils	111
b) l'efficacité du compteur Cerenkov	113

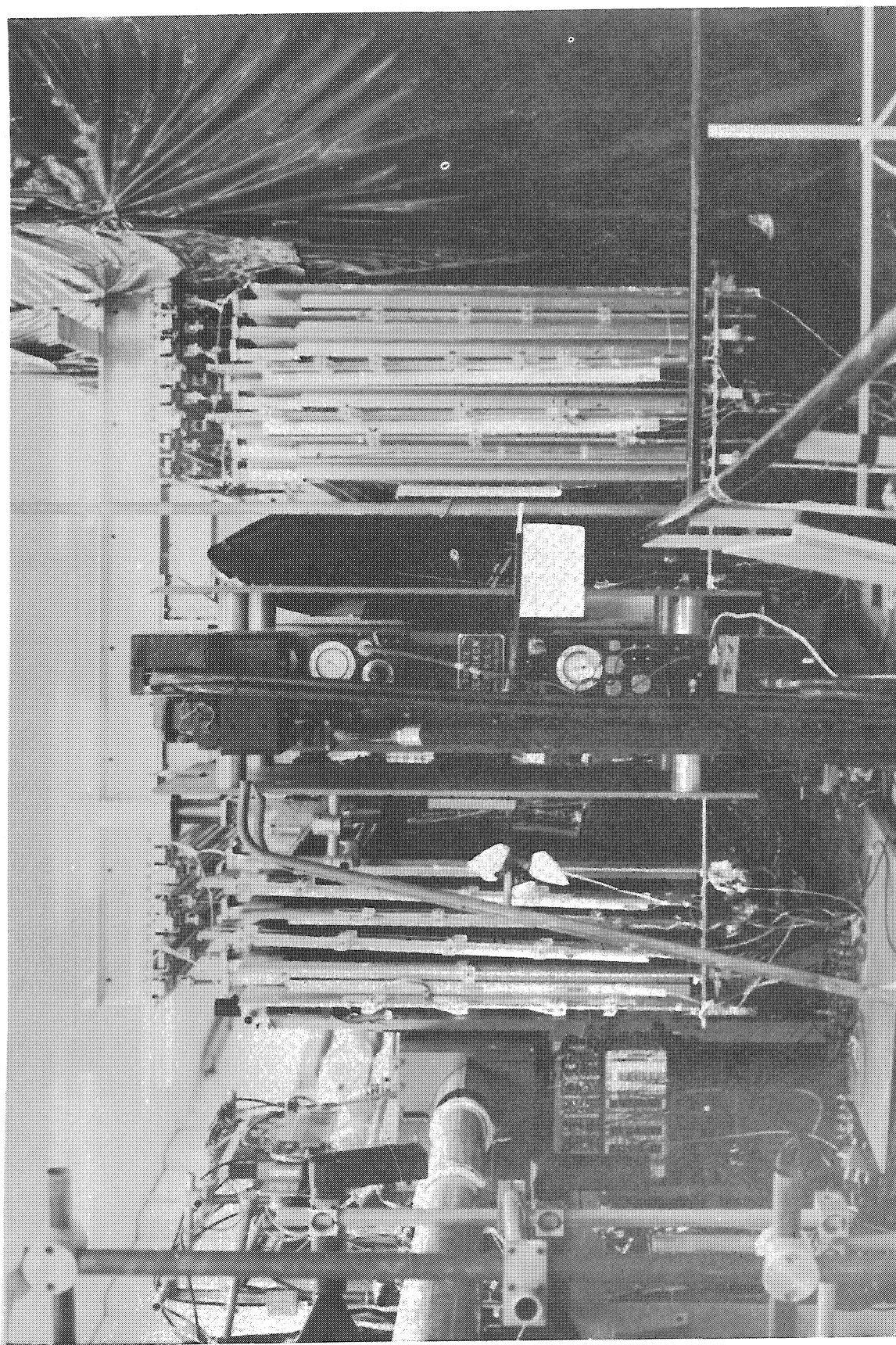
c) l'efficacité du compteur sandwich	114
d) l'efficacité du programme de reconstruction	115
e) Conclusions	115
3. L'erreur sur la détermination de l'impulsion	117
D. Les sources possibles d'électrons	122
1. Les électrons simulés par une réaction d'échange de charge des pions	122
2. Les électrons provenant du pion neutre	123
E. Conclusions	127

### CHAPITRE III : DISCUSSION DES RESULTATS

A. La théorie conventionnelle des interactions faibles	132
1. L'interaction V-A	134
2. Les problèmes de la théorie conventionnelle	135
B. Les bosons intermédiaires des interactions faibles	137
C. Les nouvelles théories possibles	139
D. La recherche du boson intermédiaire	140
E. Production de bosons intermédiaires et de leptons de grand transfert, aux ISR	141
1. Les fonctions de distribution de partons-antipartons	143
2. Les sections efficaces différentielles de production de dileptons	145
3. Les distributions d'impulsions longitudinales de la paire de leptons	145
4. Efficacité de détection du dispositif expérimental	149
5. Les sections efficaces différentielles de production du boson intermédiaire et de la particule de Lee et Wick	149
6. Interprétation des résultats expérimentaux	153
a) le photon virtuel $\gamma_v \longrightarrow e^+ + e^-$	153
b) Le boson intermédiaire $W \longrightarrow e + \nu$ ou $W^0 \longrightarrow e^+ + e^-$	156
c) La particule de Lee et Wick $B^0 \longrightarrow e^+ + e^-$	156
F. Conclusions	157
ANNEXE I	159

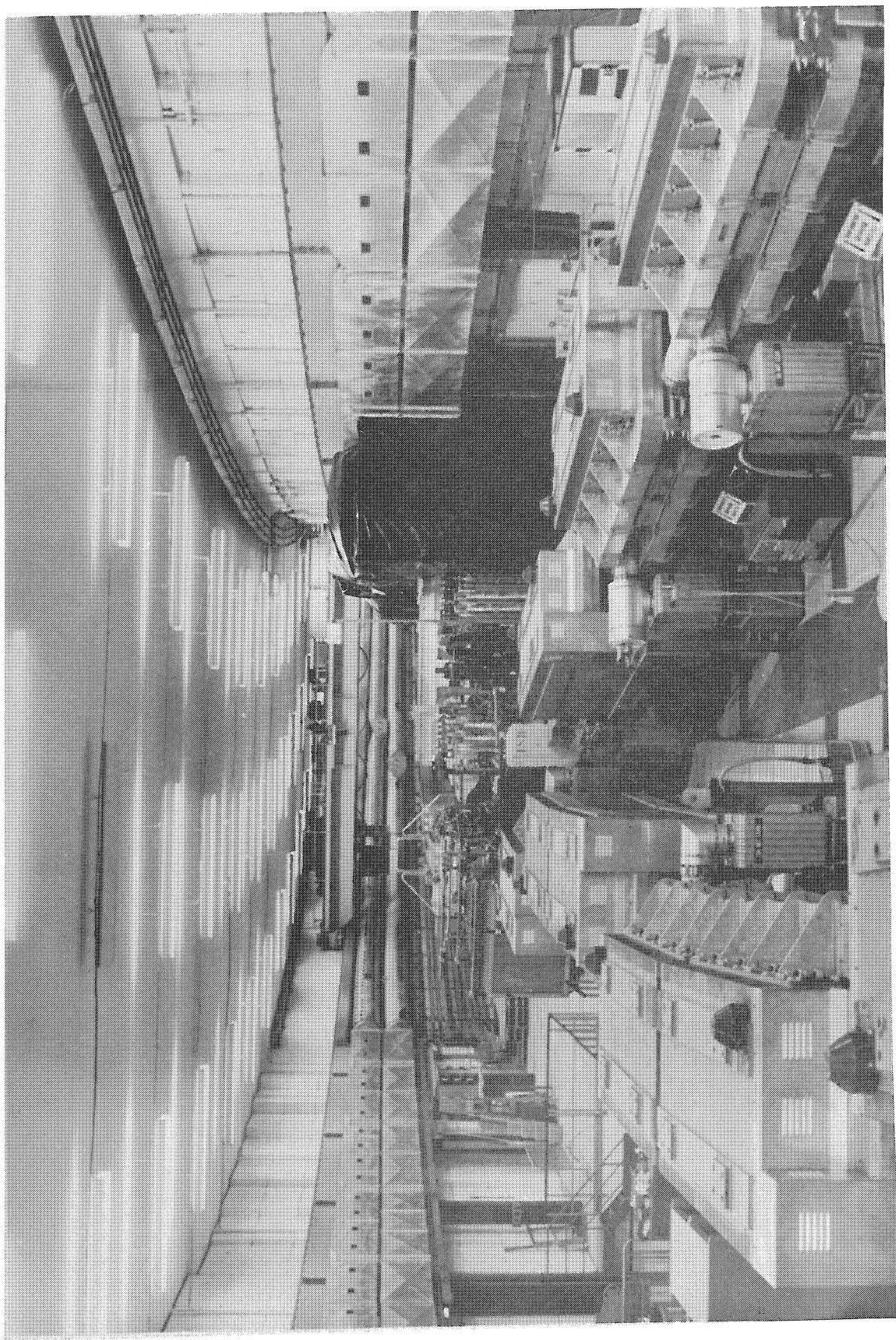
### REFERENCES

### REMERCIEMENTS



Vue partielle du spectromètre.





Vue générale de l'Intersection I 1.

## INTRODUCTION

La construction de machines de très haute énergie telles que les synchrotrons de Serpoukhov, de Batavia, le super synchrotron à protons (SPS) (en cours de réalisation) et les anneaux de stockage à protons (ISR) du CERN, fournit des possibilités nouvelles pour la Physique des Particules aux très hautes énergies, car les rayons cosmiques utilisés pour cette physique souffrent d'une mauvaise définition de l'énergie et d'une faible statistique. Ces possibilités nouvelles dépendent des caractéristiques des machines, notamment de l'énergie disponible dans le système du centre de masse des réactions, de la variété des faisceaux offerts et du taux d'interactions.

L'expérience décrite dans ce travail s'est déroulée aux ISR dans lesquels on réalise la collision entre deux faisceaux de protons d'énergie  $E_0$ . L'énergie disponible dans le centre de masse est alors sensiblement  $W \simeq 2 E_0$  contre  $W \simeq \sqrt{2 E_0}$  pour un accélérateur utilisant des cibles au repos. Les expériences récentes de rayons cosmiques atteignaient à peu près la même énergie (1200 GeV) qu'aux ISR (1570 GeV équivalent). Cependant, le nombre d'interactions reste faible ( $1,5 \cdot 10^5 \text{ sec}^{-1}$ ), avec les anneaux, comparé à ce que l'on peut obtenir avec un faisceau d'accélérateur (environ  $10^{10} \text{ sec}^{-1}$ ) utilisant  $10^{12}$  protons/sec sur 1 m d'hydrogène liquide. Ce taux d'interaction limite les ISR pour l'observation de réactions à faible section efficace. En outre, on ne peut y étudier que des interactions pp, tandis que les synchrotrons permettent d'autres types d'interactions par l'utilisation de faisceaux secondaires ou de cibles autres que l'hydrogène.

Malgré ces handicaps, un riche programme expérimental s'est déroulé aux ISR notamment pour les mesures de section efficace totale proton-proton

(dont la prédiction de certains modèles à très haute énergie peut être vérifiée), les mesures de section efficaces différentielles élastiques proton-proton, et les mesures de la production de particules produites dans la collision pp.

L'étude des distributions de particules isolées obtenues dans les réactions inclusives  $a + b \longrightarrow c + \text{n'importe quoi}$ , a également commencé avec les accélérateurs actuels et les rayons cosmiques, stimulée par des spéculations théoriques récentes (multiplicité proportionnelle au logarithme du carré de l'énergie dans le centre de masse de la réaction, distribution limitée des moments transverses comportement de "scaling" etc. . . ).

L'expérience réalisée aux ISR par la collaboration SACLAY-STRASBOURG a porté sur la production à ces nouvelles énergies de particules connues (photons, électrons, pions, kaons, protons . . . ), sur l'exploration des spectres de masse et la recherche de particules nouvelles (quark et boson intermédiaire par exemple).

C'est sur une partie de cette expérience réalisée en 1970 et 1971 que porte le travail présenté ici : "Production d'électrons émis à  $90^\circ$  à haute énergie dans le centre de masse de la réaction proton-proton". C'est évidemment le fruit d'un travail collectif réalisé au sein d'une équipe : son originalité est grandement tributaire des moyens nouveaux et extrêmement importants mis en oeuvre lors de la réalisation de l'expérience.

Les électrons célibataires, s'ils ne proviennent pas de sources habituelles hadroniques (principalement de la désintégration des pions ou des kaons neutres) peuvent avoir pour origine le boson intermédiaire (BI), méson vecteur médiateur des interactions faibles W produit dans notre cas par interaction forte. Le BI devrait avoir deux modes de désintégration leptonique ( $W \longrightarrow e + \nu_e$  et  $W \longrightarrow \mu + \nu_\mu$ ) qui ont sensiblement la même probabilité. Pour une masse  $M_W$  élevée du BI, le lepton chargé est émis avec un grand moment de transfert de l'ordre de  $M_W/2$  alors que les leptons issus de



sources hadroniques ont comme les hadrons des moments transverses limités.

La recherche des électrons célibataires de grande impulsion transverse peut donner une limite supérieure à la quantité  $\sigma_W B$  où  $\sigma_W$  est la section efficace de production, inconnue, et B le rapport d'embranchement  $W \longrightarrow e + \nu_e / W \longrightarrow \text{total}$ .

La détection des électrons et des autres particules issues de la réaction proton-proton est réalisée à l'aide d'un spectromètre constitué par des chambres à fils, pour la reconstruction de la trace et d'un aimant pour la détermination de l'impulsion.

La discrimination entre particules autres que les électrons est obtenue par une mesure de temps de vol qui permet de déterminer la masse, connaissant l'impulsion.

L'identification des électrons est faite à l'aide d'un compteur Cerenkov à seuil et par la détection de la gerbe électromagnétique produite uniquement par les électrons dans un matériau de forte densité.

Dans une première partie, nous décrivons l'ensemble expérimental et les méthodes d'analyse et de mesures permettant l'identification des différentes particules. Dans une deuxième partie, nous décrivons l'analyse spécifique qui s'est attachée à la recherche des électrons célibataires en mentionnant les analyses qui ont conduit aux résultats sur les autres types de particules.

Dans une troisième partie enfin, nous discutons des résultats obtenus dans le cadre de modèles de production de dileptons issus soit d'un gamma virtuel, soit de la particule de Lee et Wick, soit des bosons intermédiaires.

## CHAPITRE I

### APPAREILLAGE EXPERIMENTAL - METHODE D'ANALYSE ET DE MESURE

Pour étudier, dans une réaction donnée, la section efficace de production d'un type de particule, observé par un dispositif expérimental, il faut pouvoir normaliser le nombre d'évènements observés au nombre d'interactions qui se sont produites. Le nombre de particules  $dN(p)$  observées dans une bande d'impulsions comprises entre  $p$  et  $p + dp$ , dans l'angle solide  $d\Omega(p)$  pendant l'intervalle de temps  $dt$  par un dispositif expérimental, s'exprime par la relation :

$$dN(p) = (d^2\sigma/d\Omega \cdot dp)_p \cdot dp \cdot d\Omega(p) \cdot \xi(p) L \cdot dt$$

où  $(d^2\sigma/d\Omega \cdot dp)$  est la section efficace différentielle de la réaction étudiée pour ce même intervalle d'impulsion.

La quantité  $d\Omega(p)$  est en général difficile à calculer. Elle est obtenue à l'aide d'un programme de simulation (MONTE CARLO), qui génère les particules d'un genre donné et simule leur passage à travers l'appareillage, tant au point de vue de la géométrie que des désintégrations et des absorptions possibles de la particule dans les différents matériaux.

$\xi(p)$  représente une efficacité globale de détection et peut être déterminée par différents tests sur l'appareillage.

$L$  est la luminosité ; c'est un facteur qui tient compte de l'intensité des faisceaux et de la manière dont ils se croisent.

Avant de décrire l'appareillage expérimental, nous allons commencer ce chapitre par une description sommaire des ISR et de la luminosité ; caractéristique importante de ce type de machine. La mesure de cette grandeur purement géométrique permet de déterminer le taux d'interaction des ISR.

## A. CARACTERISTIQUES DES I. S. R.

Leur conception différente de celle d'un accélérateur classique fait apparaître des caractéristiques nouvelles.

### 1. Intérêt des I. S. R.

L'intérêt de ces anneaux réside dans l'énergie disponible dans le système du centre de masse (CM) de la réaction. Dans un accélérateur classique, le faisceau de particules est dirigé sur une cible au repos et l'on étudie les interactions entre les particules de la cible et celles du faisceau. Dans le cas où les deux types de particule sont des protons, l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction est :

$$E_{CM} = [ 2(1 + E) ]^{1/2}$$

où E est l'énergie des protons incidents.

Si l'on prend par exemple un faisceau incident de protons ayant une énergie de 25 GeV bombardant une cible de protons, l'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction sera :

$$E_{CM} \simeq \sqrt{2E} = 7 \text{ GeV}$$

Pour gagner un facteur 10 en énergie dans le centre de masse, il faut disposer d'un accélérateur permettant des énergies 100 fois plus importantes. Cette limitation est assez gênante et l'on est conduit à envisager un accélérateur de particules tel que deux faisceaux de directions opposées entrent en collision ; le choc a lieu entre deux particules en mouvement au lieu d'un choc d'une particule sur une particule au repos. Dans ce cas et avec des protons, l'énergie disponible dans le centre de masse est :

$$E_{CM} \sim 2E$$

(si les deux faisceaux de protons ont même énergie) de sorte que l'énergie

équivalente d'un accélérateur à cible au repos serait :

$$E_{\text{equiv.}} \sim 2 E^2$$

Le synchrotron à protons (PS) du CERN permet de fournir des protons ayant une énergie de 28 GeV, en utilisant deux faisceaux ; il est donc possible d'obtenir 56 GeV dans le système du centre de masse d'une réaction proton-proton, c'est à dire une énergie d'un accélérateur classique de 1570 GeV. Nous pouvons constater en outre qu'une légère augmentation de l'énergie des faisceaux conduit à une augmentation notable de l'énergie disponible dans le centre de masse.

Les ISR (fig. I-1) ont été réalisés à partir de cette idée <sup>1)</sup>. Ils sont constitués de deux anneaux d'une forme intermédiaire entre le cercle et le carré, entrelacés, alimentés en protons à partir du synchrotron à protons de 28 GeV. Cette configuration permet de disposer de 8 intersections dans lesquelles les faisceaux se croisent avec un angle de  $14,8^\circ$ . Si l'on se limitait à stocker 2 paquets de protons issus du PS, la densité de particules dans les intersections serait trop faible pour fournir un taux d'interaction suffisant pour les expériences de physique. Pour accroître l'intensité des faisceaux, on accumule de nombreux paquets. Ceux-ci stockés à raison de  $10^{12}$  protons/seconde ( $1,5 \cdot 10^{12}$  p/pulse du PS et 1 pulse/2,5 sec) lors de l'injection constituent des courants pouvant atteindre 20 Ampères (intensité nominale prévue, c'est à dire un flux de  $4 \cdot 10^{14}$  particules par seconde dans chaque anneau). Ceci représente environ 400 pulses PS par anneau. Pendant les prises de données de 1971 à 1972, les ISR étaient en cours de perfectionnement et les intensités dont nous disposions se situaient en moyenne vers 5 A.

La vie moyenne des faisceaux ainsi stockés est principalement limitée par la qualité du vide réalisé dans les anneaux. Dans la région d'intersection

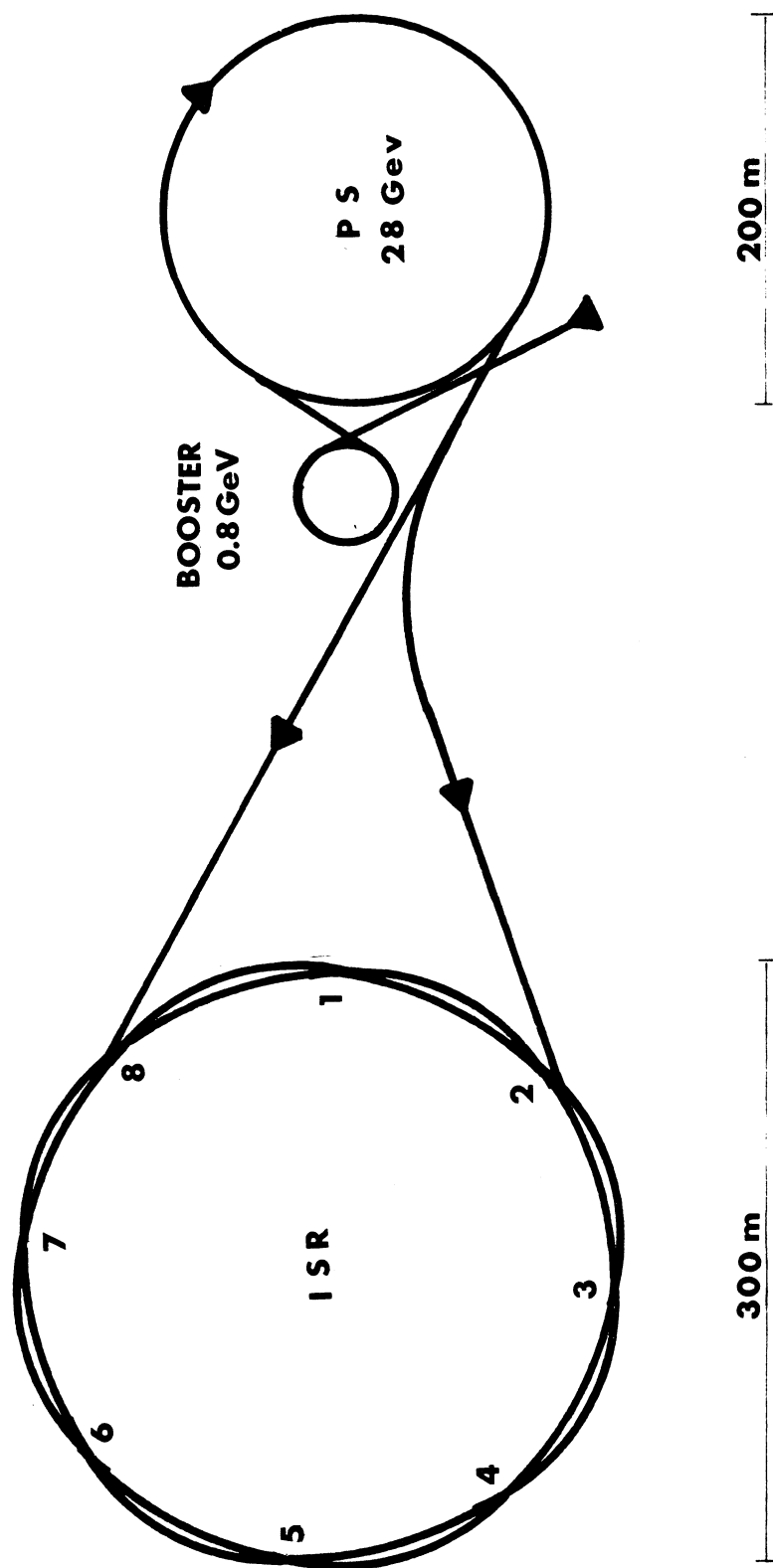


Fig. I-1 : Disposition générale des anneaux et du synchrotron à protons

où les interactions du faisceau avec le gaz résiduel produisent un bruit de fond indésirable, des pompes cryogéniques permettent d'abaisser la pression à  $10^{-11}$  Torr . Dans ces conditions, la vie moyenne des faisceaux qui varie en plus avec les conditions d'injection, est de 10 à 30 heures.

## 2. Luminosité des ISR

Si l'on calcule le taux d'interaction  $dn/dt$  du faisceau d'un accélérateur sur une cible au repos pour une section de faisceau de  $1\text{cm}^2$ , on obtient par  $\text{cm}^3$  de cible :

$$dn/dt = \rho \Phi \sigma$$

où  $\rho$  est la densité de particules de la cible ( $4.10^{22}/\text{cm}^3$  pour l'hydrogène liquide à 1 atmosphère),  $\Phi$  le flux de particules du faisceau (de l'ordre de  $10^{12}$  p .  $\text{cm}^2/\text{sec}$  pour le PS),  $\sigma$  la section efficace totale de la réaction proton-proton de l'ordre de  $40\text{ mb} = 4.10^{-26}\text{ cm}^2$ )

d'où :

$$dn/dt \sim 10^9 \text{ interactions/seconde}$$

Pour les ISR, si l'on considère un des faisceaux comme le faisceau, l'autre comme la cible et réciproquement, le facteur  $\rho \Phi$  précédent qui contient les informations sur la cible et le faisceau, est remplacé par un facteur qui dépend des deux faisceaux agissant de façon symétrique. On pose alors :

$$dn/dt = L \sigma$$

Le flux  $\Phi$  devient alors  $\Phi = \psi_1 \beta c$ , ou  $\beta c$  est la vitesse d'un faisceau par rapport à l'autre ; et si l'on appelle  $\psi_2$  la densité du faisceau considéré comme cible on obtient :

$$dn/dt = \rho_2 \rho_1 \beta c \sigma$$

avec

$$L_{\text{ISR}} = \rho_2 \rho_1 \beta c$$

Il résulte que le taux d'interaction dépend de la densité des deux faisceaux, c'est à dire de l'intensité qui circule dans les anneaux, des dimensions des faisceaux, et de la façon dont les faisceaux se croisent.

Le taux d'interaction dépend donc du volume de recouvrement des deux faisceaux. Comme il y a toujours intersection dans le plan horizontal (par construction) la luminosité est fonction de l'intersection des deux faisceaux dans le plan vertical, c'est à dire d'une "hauteur effective" de recouvrement. La luminosité a été exprimée <sup>2)</sup> en fonction des caractéristiques des faisceaux par la relation :

$$L = (I_1 \cdot I_2) / (e^2 \cdot c \cdot h_{\text{eff}} \cdot \text{tg}(\frac{\alpha}{2}))$$

où  $e$  est la charge de l'électron

$c$  la vitesse de la lumière

$\alpha$  l'angle de croisement des faisceaux ( $14,8^\circ$ )

$I_1, I_2$  l'intensité des faisceaux dans chacun des deux anneaux

et  $h_{\text{eff}}$  la hauteur effective du volume occupé par l'intersection des deux faisceaux.

$$1/h_{\text{eff}} = \int \rho_1(y) \cdot \rho_2(y) \cdot dy / (\int \rho_1(y) dy \cdot \int \rho_2(y) dy)$$

$\rho_1(y)$  et  $\rho_2(y)$  sont les distributions verticales selon un axe  $y$  des densités des deux faisceaux. Cette relation montre que pour obtenir une grande luminosité, il faut réduire cette hauteur effective.

Pour 2 faisceaux d'intensité  $I_1 = 6A$  et  $I_2 = 3A$  qui se croisent sous une hauteur effective de 0,5 cm, si l'on suppose une section efficace totale proton-proton à cette énergie de  $\sigma = 40 \text{ mb}$  ; cela conduit à un taux d'interaction :

$$dn/dt = L_{\text{ISR}} \cdot \sigma = 400 I_1 \cdot I_2 / h_{\text{eff}} = 1,5 \cdot 10^4 \text{ int/sec.}$$



Le coefficient 400 est la valeur numérique du terme  $\sigma/e^2 \cdot c \cdot \text{tg}(\frac{\alpha}{2})$  et la luminosité est de l'ordre de  $4 \cdot 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ . ( La valeur nominale  $4 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$  prévue au début de la construction des anneaux a été atteinte en 1973).

La hauteur effective pourrait être déterminée par une reconstruction de tous les événements venant de la zone d'interactions à l'aide d'un dispositif de reconstruction des traces et par le tracé des distributions horizontales et verticales des impacts au niveau de la zone. Les erreurs introduites par la diffusion multiple des particules font que pratiquement l'on utilise une autre méthode, proposée par Van der Meer <sup>3)</sup>.

Elle consiste, pour un appareil de détection donné, quelle que soit la réaction étudiée, à déterminer la variation du taux d'interaction  $R(\delta)$  en fonction d'un écart vertical  $\delta$  entre les deux faisceaux. Cette séparation verticale des deux faisceaux est réalisée par les aimants de déflexion de la machine. La hauteur effective s'exprime alors par la relation :

$$h_{\text{eff}} = \int R(\delta) d\delta / R(0)$$

### 3. Mesures de la luminosité

Aux énergies des ISR, les sections efficaces différentielles p-p sont piquées vers l'avant car la plupart des particules produites dans l'interaction accompagnent les faisceaux dans leurs directions.

Le dispositif expérimental qui sert à la mesure de la luminosité comprend des compteurs à scintillations  $R_{ij}$  et  $L_{ij}$ , représentés sur la figure I.2a, qui sont placés en aval de chaque faisceau, à égale distance de la zone d'interaction et qui détectent les produits de la réaction p-p par l'intermédiaire des coïncidences :

$$\left[ (R_{11} \cdot R_{12}) + (L_{11} \cdot L_{12}) \right] \cdot \left[ (R_{21} \cdot R_{22}) + (L_{21} \cdot L_{22}) \right] = (R_1 + L_1) \cdot (R_2 + L_2)$$

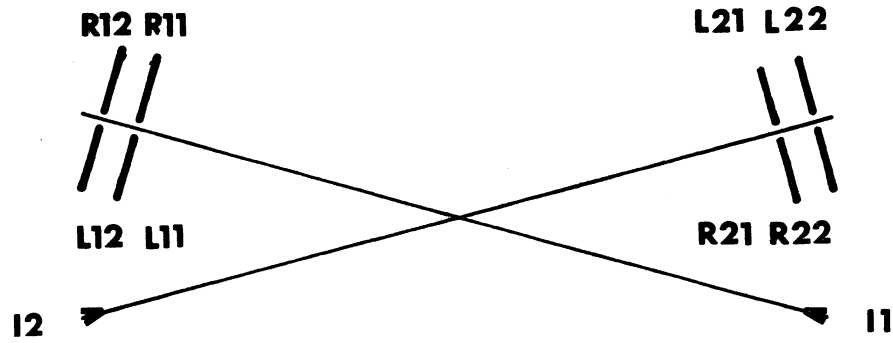


Fig. I-2a : Dispositif expérimental pour la mesure de la luminosité des ISR par la mesure des coïncidences.

$$BB = [(R_{11} \cdot R_{12}) + (L_{11} \cdot L_{12})] \cdot [(R_{21} \cdot R_{22}) + (L_{21} \cdot L_{22})]$$

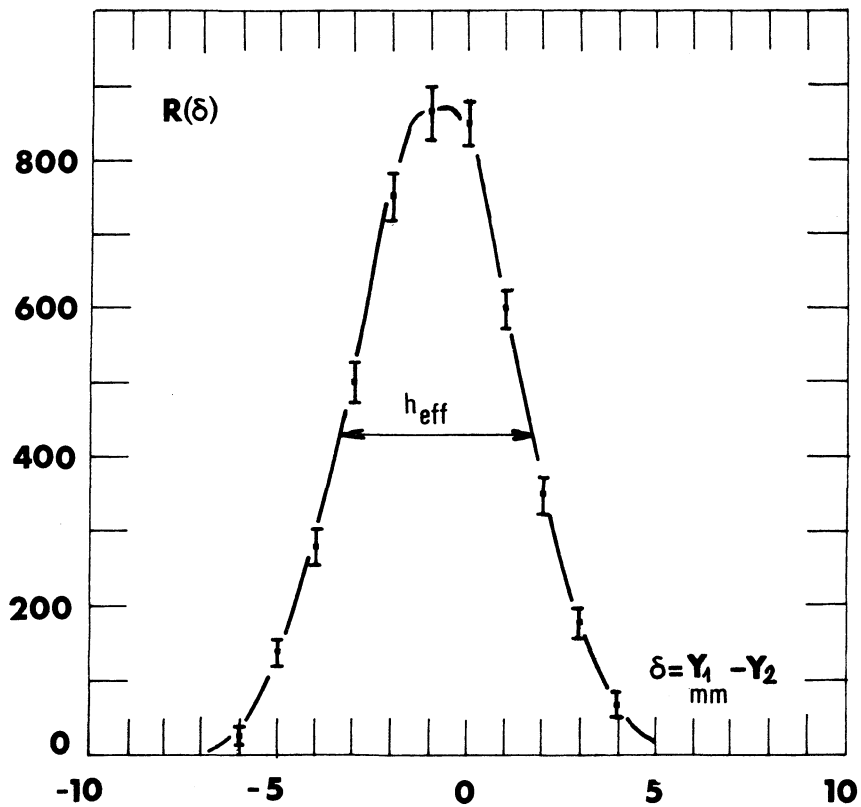


Fig. I-2b : Taux de comptage  $R(\delta)$  des coïncidences  $BB = (R_1 + L_1) \cdot (R_2 + L_2)$  en fonction de l'écart vertical  $\delta = Y_1 - Y_2$  des deux faisceaux entre eux.  
Cette mesure permet de déterminer la hauteur effective de

Ces coïncidences ne sont obtenues que pour des particules qui ont mis le même temps pour atteindre les compteurs 1 et 2, c'est à dire qui ont pour origine une interaction p-p dans la zone.

Les taux de comptage  $(R_1 + L_1)$  et  $(R_2 + L_2)$  représentent le bruit de fond de chaque faisceau dont l'origine principale est l'interaction des protons avec le gaz résiduel.

La mesure du taux de coïncidence  $R(\delta)$  en fonction de  $\delta = y_1 - y_2$  illustrée par la figure I.2b permet, par la détermination de  $h_{\text{eff}}$ , de calculer la luminosité des ISR à chaque remplissage des anneaux, pour les positions  $Y_1$  et  $Y_2$  des 2 faisceaux. Ces positions sont choisies de façon à réaliser le meilleur compromis entre un faible bruit de fond respectif des deux faisceaux et une luminosité maximum.

L'erreur sur le calcul de la luminosité dépend principalement de l'erreur sur la mesure de la hauteur effective car les intensités dans chaque anneau sont connues à mieux que 1/10 000. L'écart  $\delta$  entre les deux faisceaux doit être limité sous peine de les voir se détruire contre les parois de la machine. La détermination précise des queues de la courbe  $R(\delta)$  ne peut donc être faite, ce qui entraîne une erreur de 10 % pour la mesure de luminosité par cette méthode.

#### 4. Monitorage des faisceaux

La luminosité a été déterminée à l'aide des compteurs  $R_{ij}$  et  $L_{ij}$  réalisée à cet effet par un groupe travaillant dans la même zone.

Les intensités des faisceaux décroissent et ils se dégradent dans le temps à la suite de diffusions multiples dans le gaz résiduel. Il est alors nécessaire, pour normaliser les résultats, de mesurer en permanence la variation de luminosité. Pour cela, nous avons relevé avec les compteurs  $R_{ij}$  et  $L_{ij}$ , le nombre  $N_{BB}$  de coïncidences

$$BB = (R_1 + L_1) \cdot (R_2 + L_2)$$

pendant les mesures.

Un télescope de compteurs B1, B2 disposé comme les compteurs Rij, Lij (Fig.I-3) permet de déterminer des coïncidences B1.B2. Cette information est utilisée dans la logique de déclenchement du dispositif expérimental pour diminuer les déclenchements sur un bruit de fond d'interaction du faisceau avec le gaz résiduel dans les anneaux, ou avec les parois des ISR (voir paragraphe B5).

Connaissant la luminosité initiale, on peut calibrer ce moniteur tel que :

$$L = L_o \left( \frac{dN_{BB}}{dt} \right) / \left( \frac{dN_{BBo}}{dt} \right) = k \cdot (dN_{BB}/dt) \text{ avec } L_o = k dN_{BBo}/dt$$

où  $dN_{BBo}/dt$  est le taux de coïncidences BB à l'instant de la mesure de la luminosité  $L_o$  et  $k$  la constante de calibration du moniteur valable pour une géométrie donnée des compteurs BB et à une énergie donnée des ISR.

Pendant une mesure sur un temps  $\Delta t$  on peut alors déterminer  $L$  pour la relation :

$$L = k \Delta N_{BB} / \Delta t$$

où  $\Delta N_{BB}$  est le nombre de coïncidence BB pendant ce même temps.

## B. DISPOSITIF EXPERIMENTAL (Figure I-3)

La reconstruction d'un évènement exige un certain nombre d'informations obtenues par l'analyse des données et de mesures fournies par le dispositif expérimental.

Dans notre cas, chaque évènement est caractérisé par une trace

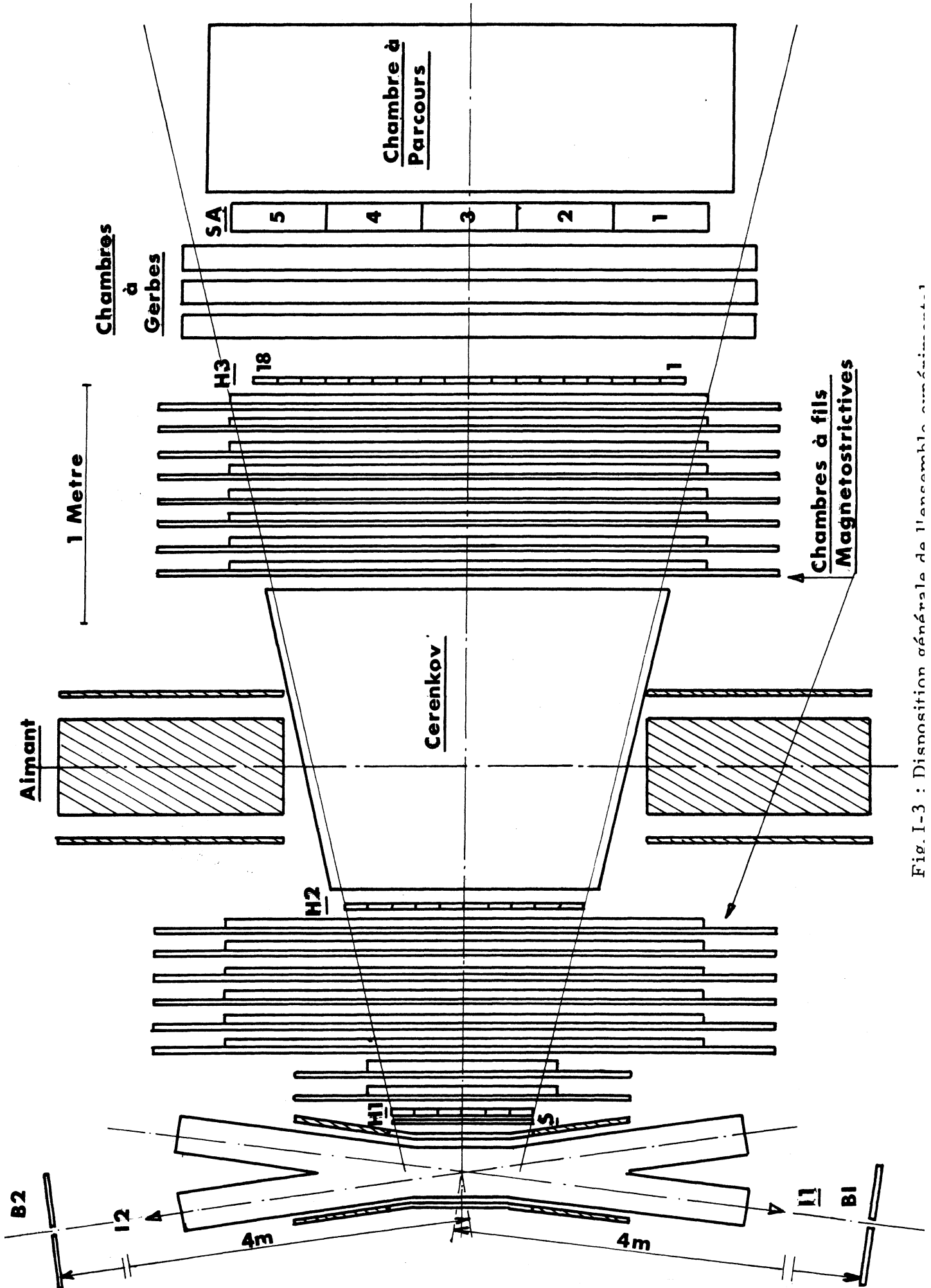


Fig. I-3 : Disposition générale de l'ensemble de l'expérience.

définie par un ensemble de chambres à étincelles à fils disposées de part et d'autre d'un aimant. La courbure de la trace par l'aimant définit l'impulsion de l'évènement.

Pour obtenir une discrimination entre différents types de particules, notre dispositif comprend une mesure de temps de vol qui, (associé à l'impulsion) permet d'identifier les particules pour les bêtas inférieurs à 0,8 et un compteur Cerenkov à seuil déclenché par des électrons dont l'impulsion est supérieure à 10 MeV/c et des pions d'impulsions supérieures à 2,8 GeV/c.

Pour les électrons, une information supplémentaire est fournie par un compteur Sandwich (scintillateur-plomb) et un ensemble de chambres à gerbes optiques dans le but de caractériser l'électron par sa gerbe électromagnétique.

Pour séparer un électron simple d'un gamma converti, non reconnu par ses deux électrons dans le dispositif, une mesure de la perte d'énergie ( $dE/dX$ ) dans des compteurs, permet de dénombrer les particules.

Un ensemble de 3 hodoscopes, de compteurs à scintillations, disposés le long de la trajectoire d'une particule permet la mesure du temps de vol, la mesure de la perte d'énergie des particules, de définir les conditions du déclenchement (trigger) des chambres à fils et des chambres optiques et l'enregistrement des données sur des bandes magnétiques par un ordinateur.

### 1. Définition de la trace de la particule

Une trace dans l'espace repérée dans un référentiel orthonormé OXYZ, est caractérisée par ses projections dans les plans OXZ et OYZ. Dans chaque projection, la trace est définie par ses coordonnées X ou Y pour des cotes Z données. Ces coordonnées sont obtenues par des chambres à fils à lecture magnétostrictive disposées le long de l'axe Z. Pour une chambre, la coordonnée est définie par rapport à une origine de la chambre, appelée

marque fiducielle (MF) qui est bien repérée dans le système d'axe de la projection.

a) Les chambres à fils<sup>4)</sup>

Le passage d'une particule chargée dans un gaz ionise les atomes voisins de la trajectoire, ce qui permet, par l'application d'une impulsion de très haute tension entre 2 plans conducteurs, la formation d'une étincelle de décharge entre ces plans le long de la trajectoire de la particule.

Ces deux plans sont constitués par des nappes de fils parallèles. La détermination du numéro du fil où s'est produit l'étincelle permet de connaître la position de la particule par le fil touché d'un des plans (en général le plan de masse).

Les problèmes posés par l'alimentation en gaz de ces chambres ont déjà été longuement décrits et la composition en est maintenant classique. Dans notre cas, nous avons utilisé du Neogal (30 % de Néon et 70 % d'Hélium). Ce mélange de gaz a un temps de mémoire assez long pour permettre l'acquisition de l'information, avant la recombinaison des ions.

Caractéristiques mécaniques des chambres

Les grandes chambres ont des dimensions utiles de 180 x 100 cm ; la distance entre les plans est de 16 mm et la distance entre les fils de chaque plan de 1 mm. Ces dimensions sont imposées par l'acceptance de l'appareillage derrière l'aimant ; leur importance a imposé une construction à fils parallèles entre les plans, ce qui permet un meilleur comportement électrique de la chambre (assimilable à une ligne de transmission), ceci a l'inconvénient de ne fournir qu'une seule coordonnée de l'étincelle par chambre et par conséquent d'en multiplier le nombre.

De petites chambres disposées près de la zone d'interaction ont une dimension utile de 60 x 10 cm, une distance entre plans de 12 mm et une distance entre fils de chaque plan de 1 mm. Ces chambres plus petites ont été réalisées à fils perpendiculaires entre les plans, et fournissent les deux coordonnées X et Y.

Le fil constituant les nappes est en bronze silicium de 1/10 de mm de diamètre, sa résistance électrique (2 ohms par mètre) est meilleure que celle du bronze phosphoré (14 ohms par mètre) qui a des qualités mécaniques (résistance à la traction) supérieures. En effet, si l'on utilise un fil de grande résistance ohmique, il peut y avoir, par le courant de l'étincelle, une chute de tension importante dans le fil touché ; une seconde étincelle peut alors se produire entre ce fil et ses voisins, ce qui conduirait à une imprécision dans la détermination du fil touché, lorsque l'on utilise le plan haute tension comme plan de lecture.

Dans le cas d'une lecture sur le plan de masse, il y a un phénomène similaire qui permet à plusieurs fils d'être touchés et qui est dû aux électrons diffusés dans l'espace entre les plans.

Les fils de chaque plan sont soudés sur un circuit imprimé qui s'arrête à 1 cm du bord intérieur de la chambre pour éviter les effets de bord. Dans le même but, une fenêtre de Mylar dépasse du bord intérieur et fournit ainsi un chemin électrique plus long aux étincelles parasites.

#### L'alimentation haute tension des chambres

Le système de déclenchement de l'appareillage fournit une impulsion standard de 0,8 V à un générateur de Marx à transistors utilisés en régime d'avalanche, qui délivre une impulsion de 600 V. Cette impulsion déclenche un générateur utilisant un maître thyatron qui fournit une impulsion de 3 kV à un transformateur à 5 sorties. L'impulsion de 600 V de chacune des



sorties déclenche un générateur à thyatron qui constitue le système d'alimentation haute tension des chambres. Ce principe de déclenchement est illustré par la figure I-4.

Le principe de chaque générateur à thyatron est représenté sur la figure I-5.  $C_0$  est le condensateur haute tension qui emmagasine l'énergie nécessaire à l'étincelle. Il est alimenté à travers la résistance de  $150\text{ k}\Omega$  par une alimentation continue de  $5\text{ kV}$ . La valeur de  $150\ 000\text{ pF}$  du condensateur a été choisie en raison de la capacité propre importante des grandes chambres ( $4\ 000\text{ pF}$ ) et pour une bonne efficacité multitraces des petites chambres ( $700\text{ pF}$ ).

Chaque thyatron peut alimenter 4 chambres. Il faut par conséquent 4 thyatrons pour alimenter les 16 chambres à fils nécessaires dans le dispositif. Le 5ème est utilisé pour déclencher toutes les marques fiducielles. Ces 5 thyatrons sont situés dans la zone d'expérimentation à proximité des chambres et doivent être particulièrement fiables en raison de l'accès limité de la zone.

La constante de temps de charge des capacités  $C_0$  des 4 chambres ( $60\ 000\text{ pF}$ ) à travers la résistance d'anode unique d'un thyatron ( $150\text{ k}\Omega$ ) est de  $9\text{ msec}$ . Le taux de répétition limite du déclenchement des chambres (en assimilant la charge au bout de 5 constantes de temps) est alors de  $20\text{ Hz}$ . Nous avons utilisé des chambres à une fréquence normale de  $12\text{ Hz}$ .

### Caractéristiques électriques des chambres

Un champ de balayage de  $50\text{ V}$  (fig. I-5) a pour but de supprimer les ions libres créés par une particule indépendante du déclenchement. Sans champ de balayage, l'efficacité est encore de  $50\%$   $15\text{ microsecondes}$  après le passage de la particule. La mémoire d'une chambre ainsi définie est réduite à  $4\text{ }\mu\text{sec}$ , lorsque l'on applique  $100\text{ V}$  de champ de balayage.

Les grandes chambres ne peuvent plus être considérées comme des capacités ; leurs tailles et leurs dimensions permettent de les assimiler à des

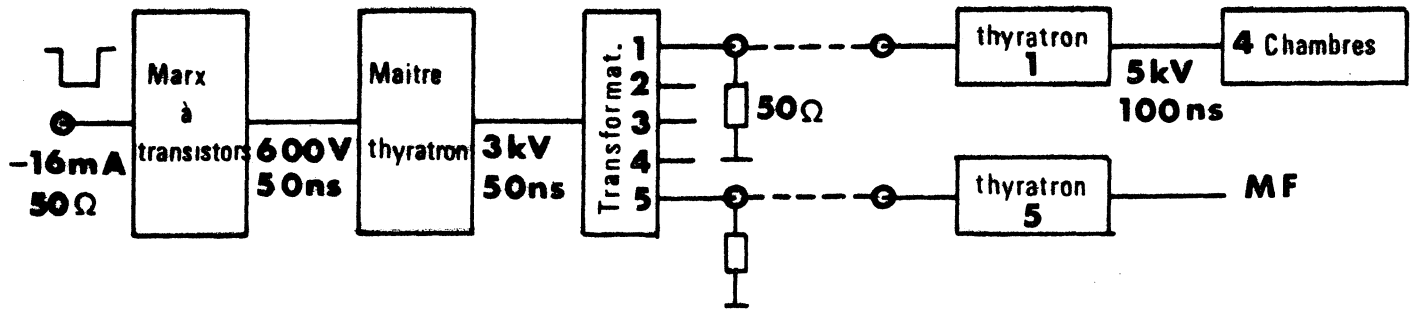


Fig. I-4 : Principe de déclenchement des chambres à étincelles

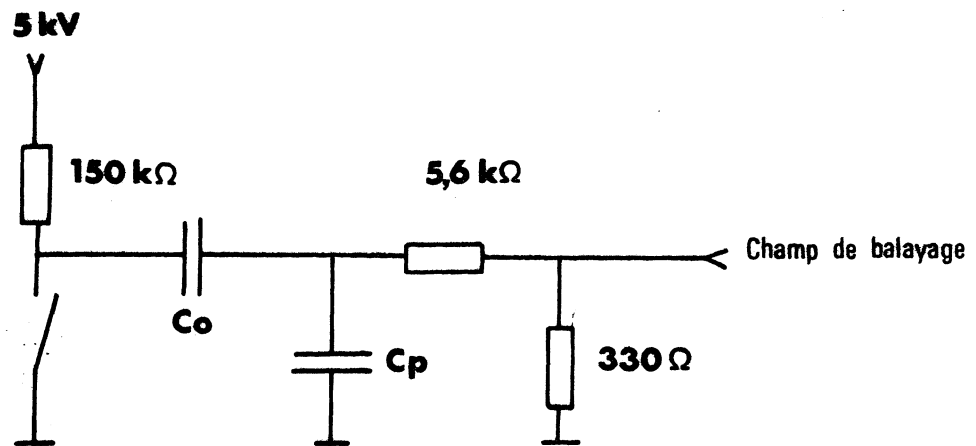


Fig. I-5 : Schéma équivalent d'une chambre à étincelles et de son système haute tension

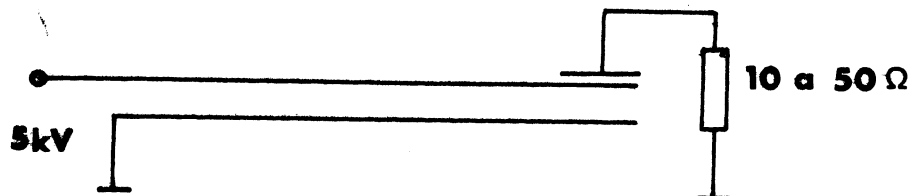


Fig. I-6 : Principe de l'adaptation dynamique réalisé sur les grandes chambres assimilables à des lignes de transmission

lignes de transmission ouvertes à leurs extrémités, ce qui occasionne des réflexions et des surtensions. Pour éviter les surtensions responsables d'étincelles parasites, les chambres sont adaptées dynamiquement (par des tests expérimentaux) selon le principe de la figure I-6. Le condensateur de liaison C est obtenu par une bande de cuivre de 10 cm de large appliquée par dessus une feuille de Mylar sur le côté haute tension de la chambre (et sur toute sa largeur).

L'efficacité des chambres alimentées par une haute tension de 5 kV a été mesurée avec une source d'électrons de 2 MeV ; elle se situe entre 98 et 99 %. Cette efficacité peut être déterminée expérimentalement (voir chapitre II) à partir de l'analyse des données. Elle varie avec l'impulsion des événements par suite de l'influence de l'inclinaison des traces sur l'efficacité.

#### b) La lecture magnétostrictive des chambres

Lorsqu'une étincelle se produit dans la chambre, le courant parcourant les fils touchés de chaque plan est de l'ordre de quelques dizaines d'ampères. Au voisinage de ces fils, il existe un champ magnétique intense qui dure tant que dure l'étincelle (de l'ordre de 200 nsec). Sur un élément de lecture (constitué par un fil en matériau ferromagnétique (fer-cobalt) de 0,2 mm de diamètre perpendiculaire au fil de la même nappe et appliqué sur celle-ci, mais séparé par une feuille de Mylar) le champ magnétique produit une déformation mécanique qui se propage à la vitesse du son dans ce milieu (de l'ordre de 5240 m/s)<sup>5)</sup>. La rotation des petits domaines ferromagnétiques entraîne un changement de la perméabilité du métal et une contrainte mécanique. Cette onde mécanique qui se propage dans le fil peut être détectée par l'effet inverse, c'est à dire par la détection de la variation de la perméabilité. Ceci est obtenu à l'aide d'une petite bobine en forme de solénoïde ayant le fil lecteur pour noyau et soumis au champ magnétique d'un petit aimant en ferrite.

Le passage de l'onde mécanique engendre par conséquent une force électromotrice induite dans la bobine.

### La bobine réceptrice et le fil lecteur

La largeur de l'impulsion magnétostrictive obtenue est fonction de la forme de la bobine. En principe, si  $L$  est sa longueur effective et  $V$  la vitesse de l'ébranlement, la largeur moyenne de l'impulsion est de l'ordre de  $L/V$ . Pour  $L = 1$  mm et  $V = 5$  m/ $\mu$ sec, la largeur de l'impulsion est de 200 nsec. D'autres paramètres interviennent encore, tels que la durée de l'étincelle et le nombre de fils touchés ; en fait les signaux avaient des largeurs moyennes situées entre 400 nsec et 1  $\mu$ sec.

Pour un courant d'étincelle donné et une géométrie fixée, la hauteur du signal magnétostrictif à la sortie de la bobine dépend du nombre de spires. Néanmoins, la saturation du circuit magnétique limite l'augmentation de l'amplitude avec ce nombre. Les bobines que nous avons utilisées, sont constituées de 100 spires de fil de cuivre de 0,06 mm de diamètre et la largeur de la bobine est de 1 mm, cela permet d'obtenir un signal électrique d'une amplitude moyenne de 3 mV.

La bobine réceptrice ainsi que l'amplificateur de lecture qui suit, sont contenus dans un boîtier en cuivre mis à la masse pour protéger l'ensemble du bruit haute fréquence produit par l'étincelle.

Certaines chambres ont été disposées près de l'aimant d'analyse et le fil lecteur est perturbé par le champ de fuite. Or seule la composante du champ parallèle au fil a une influence sur l'impulsion magnétostrictive (par déformation du signal et atténuation <sup>6)</sup>). Un blindage magnétique des fils lecteurs les plus près de l'aimant limite le champ parallèle à 20 Gauss, cela s'est avéré acceptable et les signaux ne sont que peu perturbés.

La vitesse de propagation des ondes mécaniques dans le fil lecteur varie dans le temps et dépend de plusieurs facteurs (tension du fil - influence

du champ électrique et magnétique). Pour les fils lecteurs situés près du plan haute tension et par conséquent soumis à un champ magnétique plus intense, la diminution de vitesse est de l'ordre de 0,2 % par mois ; pour les fils situés près du plan de masse, cette variation est 10 fois plus faible. Néanmoins, elle reste relativement importante puisqu'elle peut causer une erreur de 1 mm sur une distance de 50 cm.

En vue du contrôle régulier de ces vitesses, une deuxième marque fiducielle est disposée sur chaque chambre. Elles sont alimentées en permanence de façon à produire sur une distance bien déterminée des impulsions dont les signaux magnétostrictifs séparés dans le temps sont recueillis sur la bobine de lecture (en même temps que les impulsions produites par les étincelles dans la chambre). Cela permet de contrôler la vitesse magnétostrictive du fil lecteur de chaque chambre.

#### L'amplification et la mise en forme des signaux magnétostrictifs

L'amplitude de l'impulsion magnétostrictive à la sortie de la bobine de lecture est trop faible pour être utilisable ; son amplification est nécessaire. La figure I-7 représente cet amplificateur d'un gain égal à 100. Il est réalisé à partir d'un amplificateur opérationnel (du type  $\mu A$  702 TEXAS) dont la boucle de contre réaction détermine le gain. La large bande passante de cet amplificateur permet d'obtenir un temps de montée propre de 100 nsec. L'étage de sortie est obtenu par une paire de transistors complémentaires, montés en amplificateur de courant, ce qui permet une sortie à basse impédance (50 Ohms). L'impulsion à la sortie de l'amplificateur est acheminée par un câble coaxial de 50 Ohms (20 mètres) jusqu'au châssis de l'électronique rapide, où se trouve le discriminateur.

Le schéma du discriminateur est représenté sur la figure I-8. Il doit réaliser 3 fonctions : tout d'abord, discriminer l'impulsion magnétostrictive du bruit de fond existant sur le fil lecteur, ce qui implique un seuil

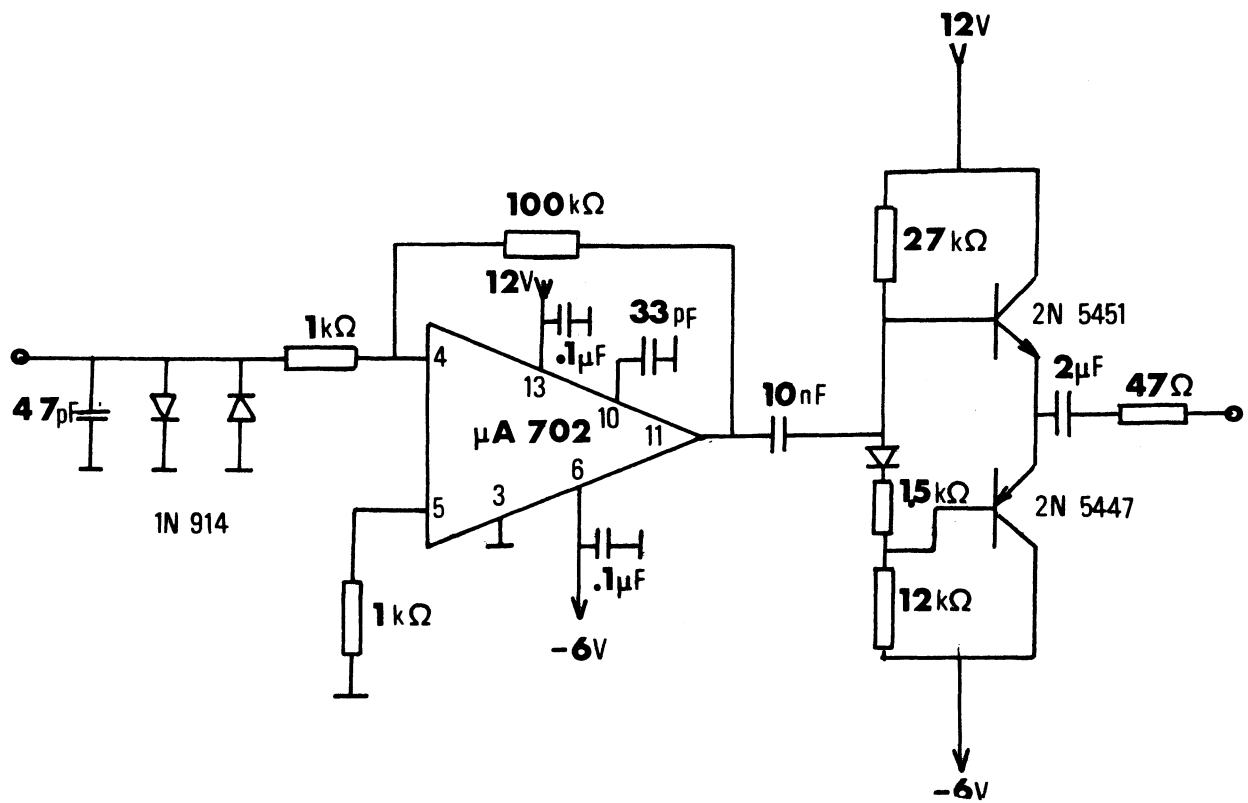


Fig. 1-7 : Schéma de l'amplificateur de lecture des chambres magnétostrictives

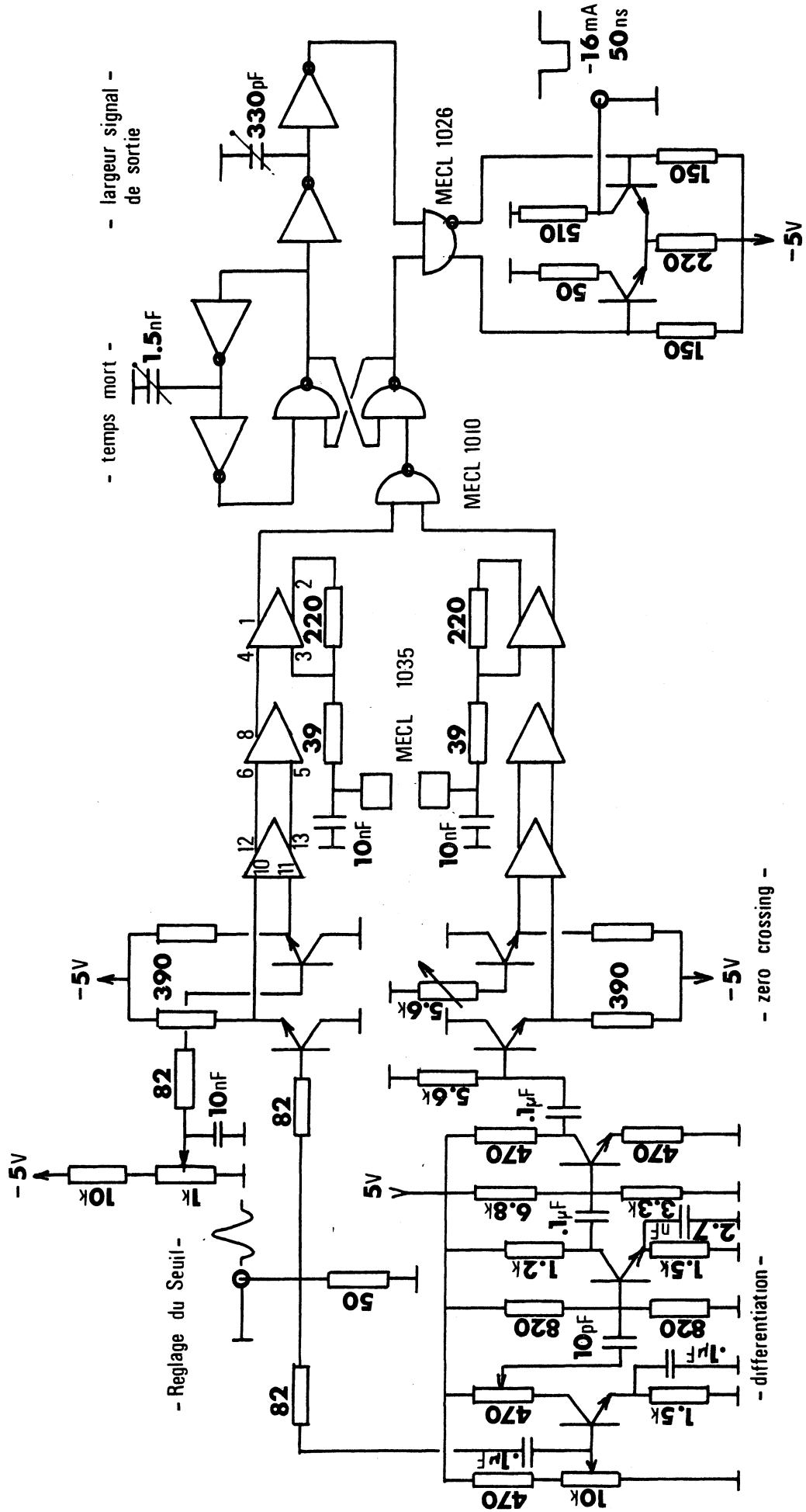


Fig. I-8 : Schéma du discriminateur associé à l'amplificateur de lecture des chambres magnétostrictives

en amplitude. Il doit en outre, définir le temps d'arrivée de l'impulsion, et ceci indépendamment de l'amplitude de celle-ci, de façon à éviter les "jitter" en amplitude. Enfin, il doit fournir à la sortie une impulsion standard pour le système logique de lecture qui digitalise l'information des chambres. Cette impulsion a 50 nsec de large et son amplitude est dans le standard NIM (16 mA/50 Ohms). Le discriminateur analyse l'impulsion d'entrée selon 2 voies (MECL 1035) : l'une de ces voies comprend un seuil en amplitude alors que l'autre réalise une différenciation du signal et détecte l'instant du passage à zéro (Zéro Crossing) ce qui détermine le passage au maximum de l'impulsion initiale (quelle que soit l'amplitude). L'impulsion fournie par le "Zéro Crossing" en coincidence avec l'impulsion provenant de la voie seuil valide cette dernière. L'impulsion résultante est allongée par un circuit monostable (MECL 1010). Les 2 impulsions complémentaires à la sortie du monostable, dont l'une est retardée d'une durée égale à la largeur de l'impulsion désirée à la sortie, sont mises en coincidence dans un circuit MECL 1026 dont les sorties complémentaires commandent un générateur de courant de 16 mA qui délivre une impulsion NIM sur une charge de 50 ohms.

c) Digitalisation de l'information des chambres - La logique de lecture

Le temps qui sépare l'impulsion de la marque fiducielle prise pour origine de la chambre et l'impulsion d'une étincelle est proportionnel à la distance de cette étincelle par rapport à la marque. Le nombre d'impulsions d'un générateur pilote à 10 MHz stabilisé par un quartz compté pendant ce temps permet de calculer la coordonnée de l'étincelle. On a en effet :

$$X = (b_X - b_{MF}) \cdot V \cdot T \text{ mètres}$$

où T est la période des impulsions du pilote,  $b_X$  et  $b_{MF}$  sont respectivement le nombre d'impulsions correspondant à l'étincelle et à la marque fiducielle, V la vitesse magnétostrictive dans le fil lecteur.

La logique de lecture est alors un système électronique qui compte



et enregistre le nombre d'impulsions du pilote pour les marques fiducielles et pour toutes les étincelles dans la chambre ainsi que le numéro de cette chambre.

Le comptage de ces impulsions par un compteur synchrone débute à l'instant  $t_0$  où le système est déclenché. Les impulsions magnétostrictives provenant des différents fils lecteurs sont mises en série dans un mélangeur et le système logique se charge d'enregistrer dans une mémoire "d'espace" le numéro du fil lecteur et dans une "mémoire temps" le contenu effectif du compteur synchrone, quand l'impulsion magnétostrictive d'un fil lecteur est détectée. Il y a une correspondance biunivoque entre la mémoire "d'espace" et la mémoire "temps" à travers un registre à décalage actionné à chaque arrivée d'une impulsion magnétostrictive. Quand 2 ou plusieurs impulsions arrivent simultanément, le registre à décalage fait correspondre l'information temps aux différents fils lecteurs dans la mémoire d'espace.

Un ordre de lecture rapide permet de scruter au travers du registre à décalage les 2 mémoires précédentes et d'en transférer l'information sur bande magnétique (à l'aide d'un calculateur). L'avantage de ce système est lié au fait qu'il n'y a qu'une seule horloge dont le contenu est "pris au vol".

#### d) Les télescopes de chambres

Deux télescopes de chambres ont été constitués, l'un situé devant l'aimant pour reconstruire les traces avant, l'autre derrière l'aimant pour reconstruire les traces arrières. Dans chaque télescope une trace est reconstruite à l'aide des informations fournies par les chambres de chaque plan de projection OXZ et OYZ (chambres X et chambres Y). Un troisième plan de projection OY'Z tourné de  $20^\circ$  par rapport au plan OYZ permet dans le cas de plusieurs traces de lever l'ambiguïté d'association des traces des projections X et Y.

Comme le montre la figure I-9, le télescope avant comprend : 4 chambres X, 4 chambres Y et 2 chambres Y' ; le télescope arrière, 4 chambres X, 2 chambres Y et 2 chambres Y'.

## 2. La détermination de l'impulsion d'une particule

Pour un évènement, la reconstruction des traces d'une particule, devant et derrière l'aimant, permet de mesurer sa déflexion. Pour un champ magnétique donné, déterminé par une carte de champ, cette déflexion est fonction de l'impulsion de la particule. Inversement, connaissant le champ, on peut déterminer l'impulsion par la mesure de la déflexion.

### a) L'aimant

L'aimant utilisé a une ouverture de 160 x 40 cm, et une profondeur de 40 cm. Un courant de 800 A dans les enroulements produit au centre de l'aimant, un champ magnétique de 6 kilogauss. Cela permet, compte tenu des résolutions angulaires, de mesurer une impulsion de 5 GeV/c avec une précision de l'ordre de 10 % (voir au chapitre II.C-3).

Le champ n'est pas uniforme dans le volume utile de l'aimant. Pour une particule donnée, l'intégrale de champ est alors obtenue à partir de la carte de champ.

En tenant compte de l'épaisseur des chambres à fils devant l'aimant et de la nécessité de les séparer pour disposer d'un bras de levier suffisant pour bien déterminer la trace, l'aimant a été placé à 170 cm de la zone d'interaction. Dans ces conditions, l'angle maximal d'une trace dans le plan horizontal est de  $\pm 25^\circ$  et dans le plan vertical  $\pm 6^\circ$  ; l'ouverture de l'aimant donne ainsi un angle solide de 180 msrad.

### b) Le champ magnétique

Vu l'inhomogénéité du champ, le calcul de l'impulsion ne peut se faire

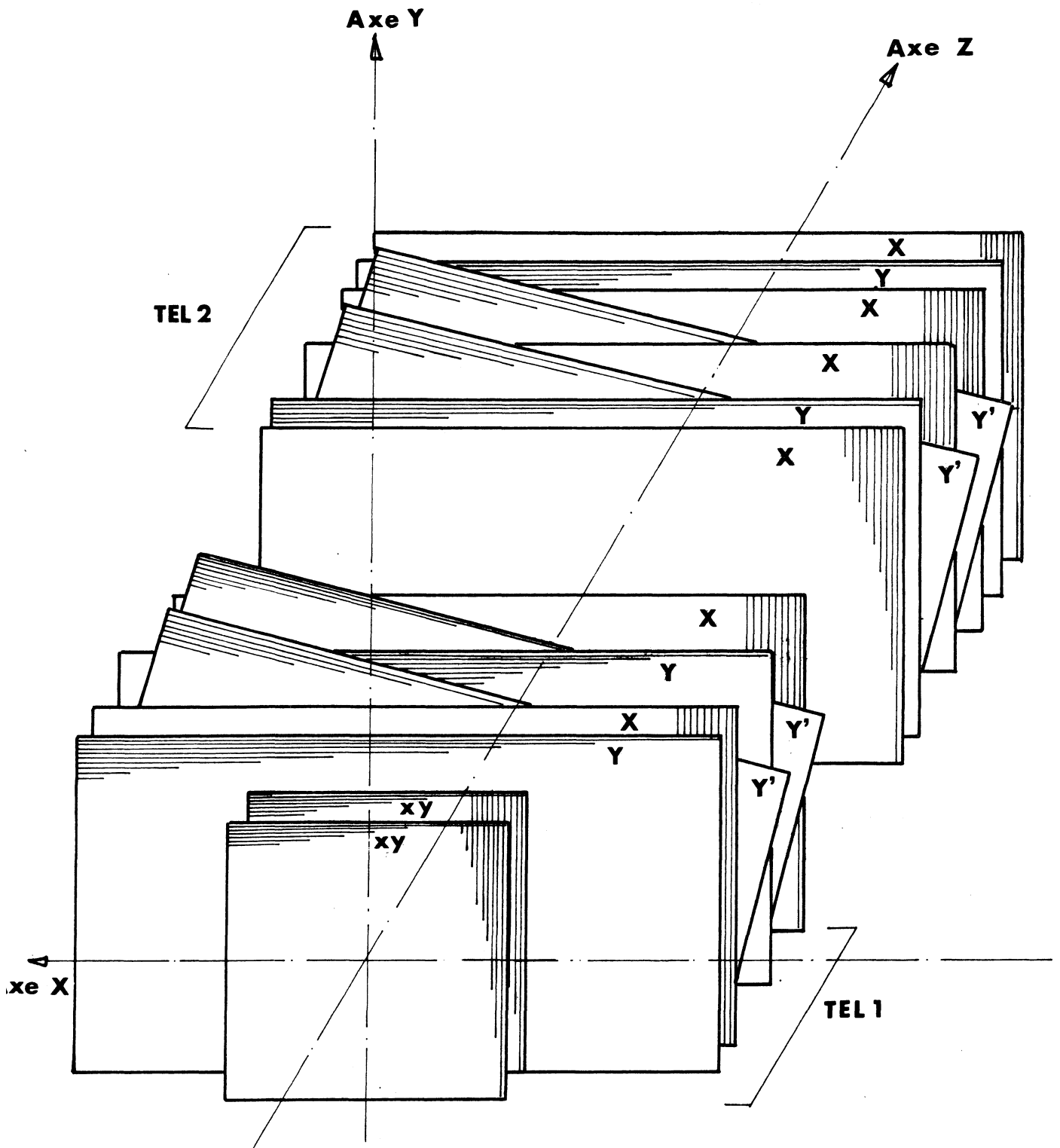


Fig. I-9 : Disposition générale des chambres à fils selon 2 télescopes

que si une carte de champ dans tout le volume utile a été mesurée. Cette mesure a été faite (800 points de mesure) jusqu'à une distance de 150 cm du centre de l'aimant. La figure I- 10 montre l'allure de ce champ le long de l'axe Z passant par le centre de l'aimant.

L'intégrale du champ le long de cet axe Z, définie par la relation :  $A = \int_Z B_y dZ$ , et qui représente la surface contenue par la courbe, est équivalente à l'intégrale d'un champ constant, du centre de l'aimant jusqu'à  $Z_1 = 25$  cm, dont l'amplitude  $B'_y$  serait  $B'_y = A/Z_1$ . Une intégrale de champ peut alors être calculée pour tous les axes Z passant dans le volume utile de l'aimant.

Pour des raisons de symétrie du champ par rapport au centre de l'aimant, il suffit de calculer ces intégrales pour un certain nombre d'axes passant pour les points F(x,y) situés dans un quadrant des plans OXY ( $Z = \pm 25$  cm) comme le montre la figure I-11. Les valeurs de ces intégrales le long de ces axes, sur une distance de 25 cm (jusqu'au centre de l'aimant) passant par 35 points sont données dans le tableau ci-dessous :

X cm	Y cm	F(x,y)	0	3	6	9	12	15	17
			(x, 1)	(x, 2)	(x, 3)	(x, 4)	(x, 5)	(x, 6)	(x, 7)
0	(1, y)		179,98	179,39	179,20	179,135	178,795	178,025	178,467
20	(2, y)		179,985	179,077	178,72	178,295	178,15	177,545	177,605
40	(3, y)		179,47	178,205	177,94	176,92	176,685	176,325	176,03
50	(4, y)		178,40	176,50	176,00	175,00	174,50	174,00	173,60
60	(5, y)		175,855	173,025	171,805	170,610	169,54	168,86	168,315

### c) Le calcul de l'impulsion

Les traces avant et arrière de la particule interceptent les plans OXY

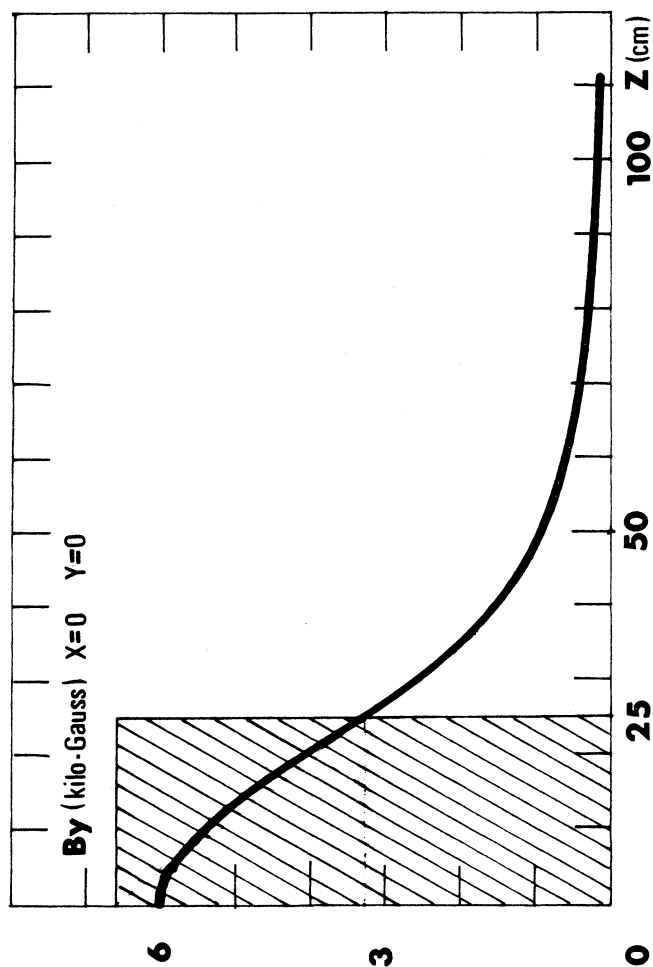


Fig. I-10 : Allure du champ magnétique de l'aimant le long de l'axe  $Z$  qui passe par le centre de l'ouverture de l'aimant. Ce champ inhomogène produit une déviation identique à celle d'un champ constant de 6,6 kilogauss sur une distance de 25 cm.

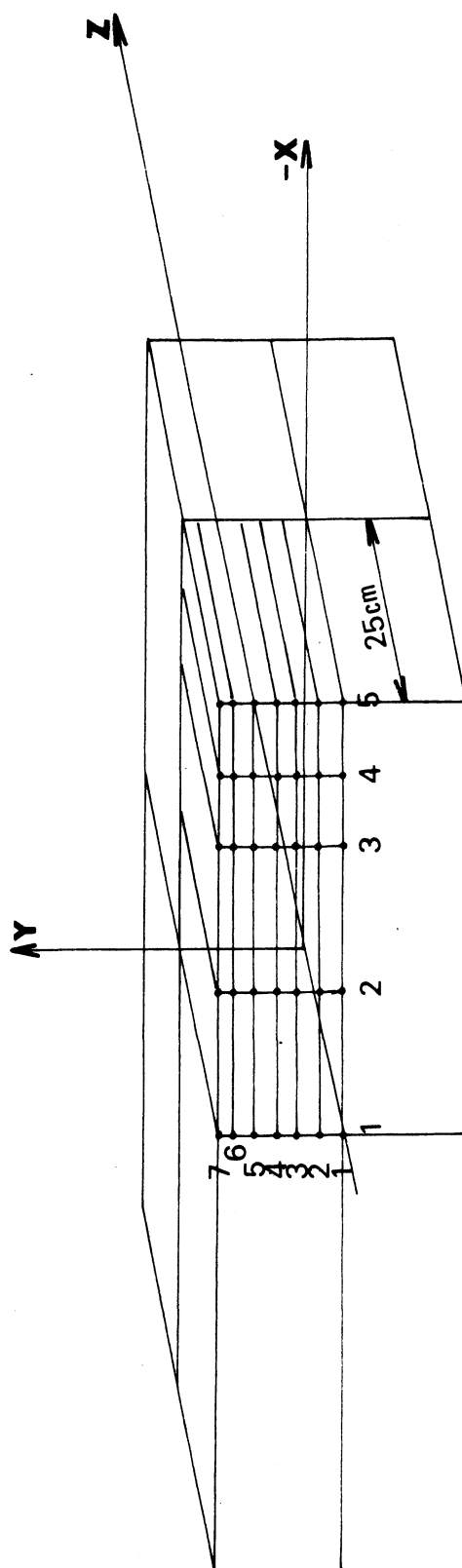


Fig. I-11 : Les intégrales de champ de l'aimant sont définies le long des axes Z passant par 35 points situés dans un quadrant des plans X Y ( $Z = \pm 25$  cm) .  
Le champ est symétrique par rapport au centre de l'aimant.

( $Z = + 25$  cm et  $Z = - 25$  cm) en 2 points  $F(x, y)$ . Pour chaun de ces points et le long de la trajectoire jusqu'au centre de l'aimant nous connaissons l'intégrale de champ.

La relation qui permet de calculer l'impulsion d'une trace définie par ses cosinus directeurs devant et derrière l'aimant établie dans l'annexe 1, est :

$$P_{MEV} = 0,3 \sum_{i=1}^N A(i) / \cos(\alpha_v) \cdot [\sin \theta_s - \sin \theta_i]$$

où  $A(i)$  sont les intégrales de champ définies pour les 2 points  $F$ .

$\alpha_v$  est l'angle azimutal de la trace.

$\theta_s, \theta_i$  sont respectivement les angles des traces de sortie et d'entrée dans l'aimant par rapport à l'axe OZ.

Remarque : On peut constater que l'intégrale de champ le long de toutes les trajectoires est sensiblement constante (à 6 % près) et vaut en moyenne 342 kilogauss cm de sorte que, si l'on considère  $\cos \alpha_v \simeq \pm 1$  (à mieux que 1 %), l'impulsion est donnée par la relation :

$$P_{MEV} = 103/\Delta (\sin \theta)$$

utilisée dans le programme de Monte Carlo (pour le calcul de l'acceptance de l'appareillage) pour déterminer la déviation par l'aimant d'une trace générée.

### 3. La discrimination entre particules

Quand la trace est reconstruite, sa déviation par l'aimant permet de connaître le signe et l'impulsion de la particule. Pour identifier sa nature, on peut :

- soit calculer sa masse, si l'on connaît sa vitesse, déterminée par une mesure de temps de vol entre des plans de compteurs

- soit déterminer une plage de masse à l'aide d'un compteur Cerenkov à seuil (qui sélectionne les particules de vitesse supérieure à un seuil donné).

a) Les plans de compteurs

Trois plans de compteurs sont utilisés pour la mesure du temps de vol. Ces plans, constitués en hodoscopes et notés par H1, H2, H3 sur la figure I-3, sont composés de compteurs à scintillations.

Le plan H1 est composé de 6 compteurs de 10 x 10 cm chacun et d'une épaisseur de 0,5 cm ; il est situé à 22 cm de la zone d'interaction. Le plan H2 comprend 10 compteurs de 10 cm de large et 20 cm de haut, d'une épaisseur de 0,5 cm et situé à 115 cm de la zone. Enfin, H3 est constitué par 18 compteurs de 10 cm de large sur 65 cm de haut d'une épaisseur de 1 cm situé à 345 cm de la zone.

Deux mesures de temps de vol sont réalisées, entre les plans H1-H3 et entre les plans H2-H3, respectivement sur des distances de 323 cm et 230 cm au moyen d'un convertisseur temps-amplitude (CTA) associé à un convertisseur analogique digital (ADC) pour chaque mesure. Chaque compteur traversé par une particule est codé et son numéro est enregistré dans des registres.

Outre le temps de vol, les plans H1 et H2 permettent la mesure de la perte d'énergie d'une particule ( $dE/dX$ ). L'impulsion à la sortie de chaque compteur est analysée par 4 ADC correspondant aux quatre compteurs centraux de H1 et par 2 ADC pour H2, un pour chacune des moitiés.

Enfin, la coïncidence triple H1, H2 H3 est à la base du déclenchement du dispositif expérimental puisqu'elle est réalisée lorsqu'une particule traverse l'appareillage.



b) La mesure du temps de vol

La mesure du temps de vol sur une distance bien déterminée permet de calculer la vitesse ( $v = \beta c$ ) de la particule. On peut donc déterminer une valeur de sa masse  $M$ , si l'on connaît son impulsion.

$$M = \frac{P(1-\beta^2)^{1/2}}{\beta}$$

La compatibilité des deux vitesses calculée à partir des deux temps de vol permet de s'assurer de la cohérence des mesures.

Les signaux en provenance des hodoscopes sont envoyés (fig.I-12) dans un convertisseur temps-amplitude. L'amplitude de sortie du CTA est proportionnelle au temps qui sépare les 2 impulsions de H1 et de H3 (H2). Ce signal est digitalisé dans un convertisseur analogue digital (ADC) pour permettre son décodage après enregistrement. Les signaux "Start" et "Stop" du temps de vol passent par une porte qui n'est ouverte par la logique de déclenchement que pour un bon évènement.

Comme il n'y a qu'un seul CTA associé à chaque plan H1, H2, H3, la mesure du temps de vol n'a pas de sens lorsque 2 particules traversent simultanément l'appareillage. Ce cas est rare (de l'ordre de 4 %) lorsque le compteur Cerenkov n'est pas exigé dans le trigger (il favorise les évènements gammas à double trace).

La reconstruction des traces permet de calculer la longueur du parcours correspondant au temps de vol mesuré entre deux plans de compteurs. Le temps qui sépare les impulsions de départ et d'arrivée des deux compteurs qui ont participé à la mesure ne correspond pas seulement au temps de vol de la particule, puisqu'il s'y ajoute le temps de propagation des signaux dans les câbles qui vont à l'électronique, ainsi que les temps de transit de la lumière, (dûe à la scintillation) depuis les points d'impacts dans les compteurs jusqu'à la conversion en impulsion électrique aux photomultiplicateurs.

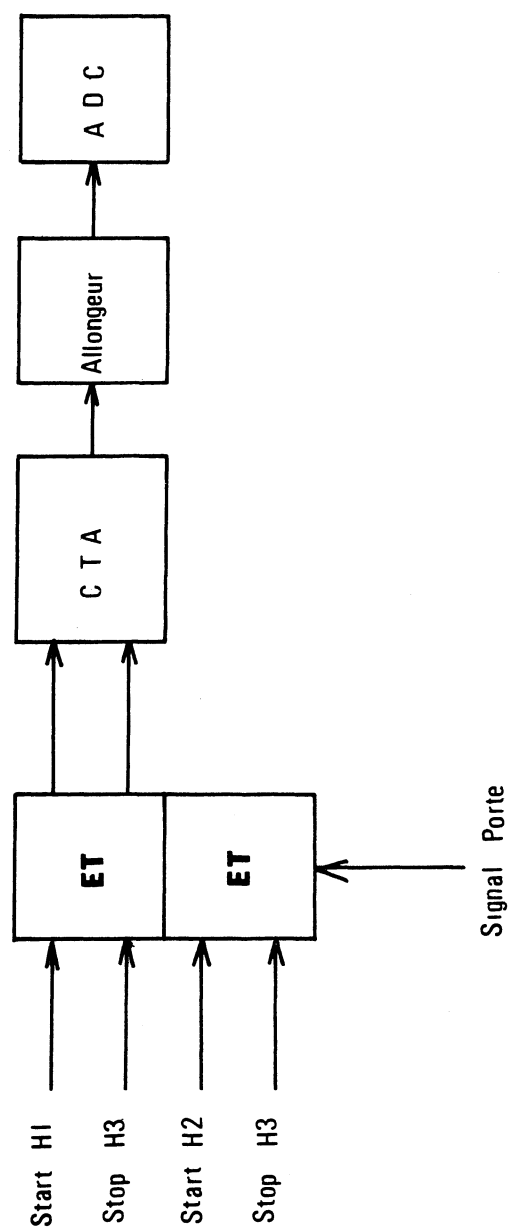


Fig. I-12 : Principe de l'électronique de mesure du temps de vol.

La longueur des câbles de liaison entre chaque compteur et l'électronique est égalisée au maximum ( $\pm 0,5$  ns). L'analyse a montré que la majorité des événements sont des pions d'une impulsion de 300 MeV/c et l'égalisation en temps des différents compteurs a été améliorée à  $\pm 0,25$  ns par programme à l'aide de ces événements.

L'incertitude sur la masse de la particule est donnée par la relation :

$$\Delta M/M = \Delta P/P + (\Delta \beta/\beta) \cdot (1/1 - \beta^2)$$

On voit que la principale limitation pour séparer les particules a pour origine le temps de vol, en raison du facteur  $(1/1 - \beta^2)$ .

Dans ces conditions, on trouve que les pions, kaons et protons ne sont plus séparés à partir de 1 GeV/c ou d'une façon équivalente à partir d'un bêta supérieur à 0,8.

L'incertitude sur le temps de vol est d'environ 0,5 ns. Compte tenu de la distance entre les hodoscopes H1 et H3 (3,25 m) le temps de vol pour une particule très relativiste est de l'ordre de 10 ns. Dans ces conditions  $\Delta \beta/\beta$  est au maximum voisin de 5 %.

c) Le compteur Cerenkov à seuil <sup>7)</sup>

Pour des particules très relativistes, comme des électrons d'une impulsion supérieure à 100 MeV/c, l'erreur sur la mesure du temps de vol entraîne une incertitude sur la détermination de la masse qui ne permet pas d'identifier la particule. On utilise alors un compteur Cerenkov sensible aux particules dont la vitesse dépasse un certain seuil.

Lorsqu'un électron se déplace lentement à travers un milieu transparent, le champ électrique qu'il crée agit sur le cortège électronique des atomes du milieu qu'il traverse en les polarisant. Lorsque l'électron est passé, cette région revient à sa position antérieure en émettant des ondes électromagnétiques.

Par le fait d'une polarisation symétrique autour de l'électron, il n'existe aucun champ de polarisation résultant à grande distance et par conséquent pas de radiation. Par contre, si l'électron se déplace à une vitesse égale ou supérieure à la vitesse de la lumière dans ce milieu, c'est à dire  $\beta > c/n$  où  $n$  est l'indice de réfraction du milieu, la polarisation n'est plus symétrique le long de la trace de la particule ; il en résulte un champ dipolaire se manifestant par l'émission d'une radiation électromagnétique lors de la dépolarisation. Les ondes émises interfèrent de façon constructive dans une seule direction  $\theta$  par rapport à la direction de l'électron.

$$\cos \theta = 1/n\beta$$

En tenant compte des valeurs du champ électrique et du champ magnétique créés par le passage de la particule, l'énergie rayonnée par unité de longueur est :

$$dW/dX = e^2/c \int_{\beta n > 1} (1 - 1/n^2 \beta^2) \omega d\omega$$

où  $\omega$  est la pulsation du champ électromagnétique.

Dans un milieu non dispersif, pour une bande spectrale définie, le nombre de photons émis par unité de longueur, est alors :

$$\begin{aligned} N &= 2 \pi e^2 / \hbar c (1 - 1/n^2 \beta^2) \Delta(1/\lambda) \\ &= 2 \pi / 137 \sin^2 \theta \Delta(1/\lambda) \end{aligned}$$

avec  $1/\lambda = \frac{\omega}{2\pi}$

Une des propriétés essentielles de l'effet Cerenkov est que la durée

de l'impulsion lumineuse est nulle quand la particule traverse un milieu non dispersif ( $n$  indépendant de la fréquence), la lumière émise se propageant selon un front d'ondes infiniment mince.

Au contraire, dans un milieu dispersif, l'angle d'émission du cône de lumière dépend de l'indice, qui varie lui-même avec la longueur d'onde. La brièveté de cette impulsion lumineuse permet son utilisation dans les circuits électroniques très rapides.

#### Caractéristiques du Cerenkov (Fig. I-13)

Une cellule de compteur Cerenkov est composée d'une enceinte, dans laquelle une particule relativiste de vitesse supérieure au seuil, défini par l'indice de réfraction du milieu, crée des photons qui sont focalisés par un système optique (un miroir par exemple) pour être converti en impulsion électrique par un photomultiplicateur.

Le compteur utilisé est disposé dans l'ouverture de l'aimant pour ne pas avoir de pertes d'angle solide, et est divisé en 8 cellules élémentaires. Cela permet de rejeter les événements dont la trace ne coïncide pas avec la cellule traversée lorsque le compteur est exigé dans le déclenchement. Ceci augmente aussi son efficacité.

Pour focaliser la zone d'interaction sur la photocathode des photomultiplicateurs, les miroirs de chaque cellule doivent être elliptiques.

Pour ne pas être perturbé par le champ de fuite de l'aimant, les photomultiplicateurs sont blindés magnétiquement. Nous avons disposé en outre des bobines autour des photomultiplicateurs dans lesquelles circule un courant continu qui compense le champ magnétique qui reste et assure une amplitude maximale de l'impulsion à la sortie des photomultiplicateurs. Ce courant continu une fois étalonné est inversé à

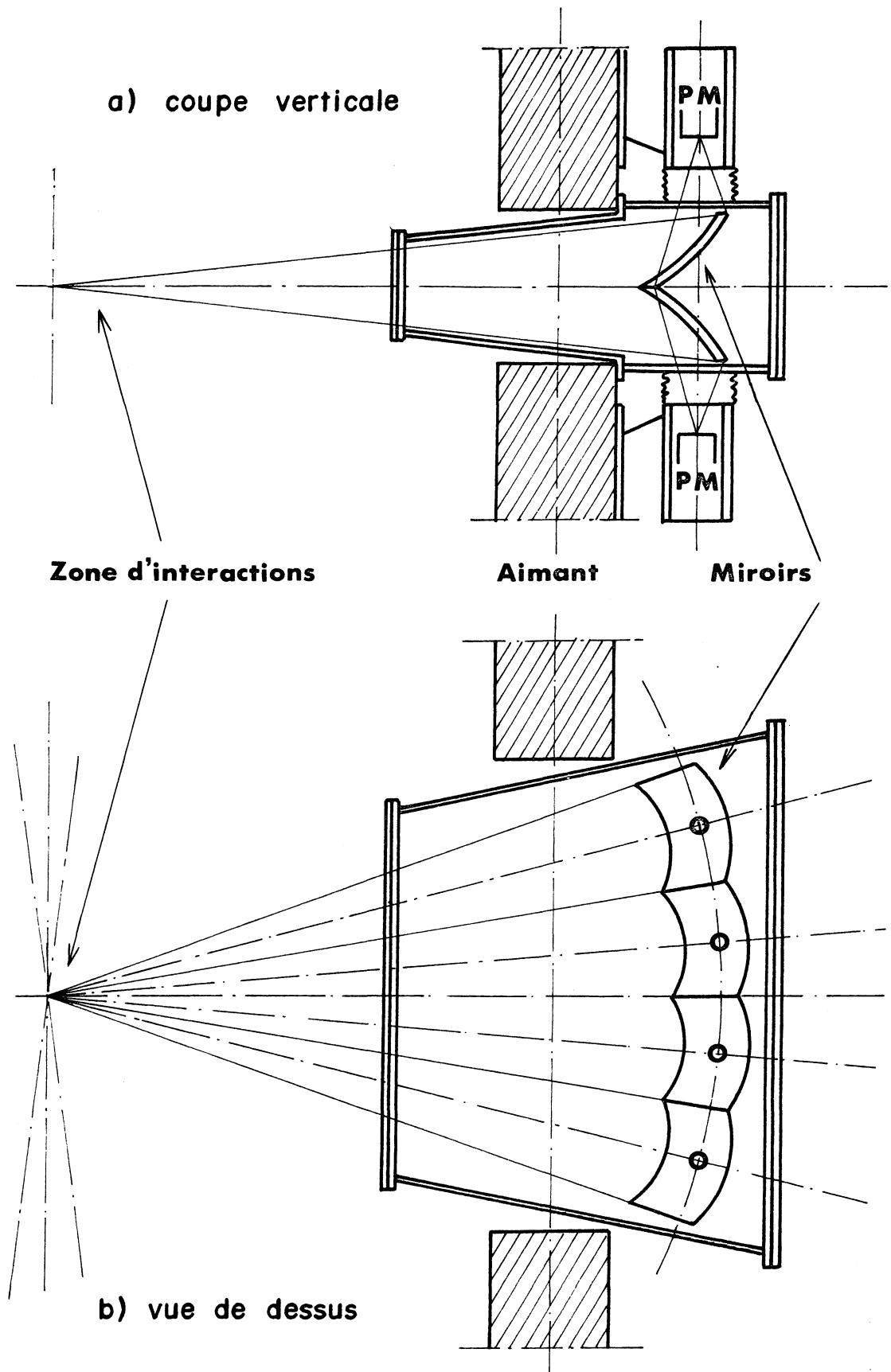


Fig. I-13 : Schéma mécanique du Compteur Cerenkov à 8 miroirs elliptiques.

chaque changement de polarité de l'aimant.

### Choix du gaz et des photomultiplicateurs

Le nombre de photons produits par unité de longueur dépend du choix du gaz. Ce nombre doit être aussi élevé que possible pour obtenir une bonne efficacité du compteur. Il faut éviter de choisir un gaz trop lourd pour limiter les diffusions multiples des particules (voir chapitre II), sur la longueur du parcours dans le compteur. Dans le but de minimiser l'épaisseur des fenêtres et des parois du compteur dont le volume est assez important, la pression du gaz est égale à la pression atmosphérique.

Nous avons choisi l'isobutane ( $C_4H_{10}$ ) dont l'indice de réfraction est  $n = 1,00125$  (à 1 atmosphère) et qui a un meilleur rendement en photons que le propane ou l'azote dont l'indice est plus faible.

Avec de l'isobutane, le seuil Cerenkov pour les électrons est de 10 MeV/c et de 2,8 GeV/c pour les pions. Pour l'azote dont l'indice est de 1,0003 ce seuil est de 20 MeV/c pour les électrons et de 5,6 GeV/c pour les pions. Le cône de lumière a une ouverture angulaire maximale de  $5,8^\circ$  pour l'isobutane et de  $2,8^\circ$  pour l'azote.

Le nombre de photons par mètre pour l'isobutane et pour une bande spectrale comprise entre 300 et 500 nm correspondant à une bonne réponse du photomultiplicateur (fig. I-14) du type 58 DVP, est :

$$N(1/\lambda)(1/\lambda) = N = 2 \pi / 137 \sin^2 \theta \Delta(1/\lambda) = 150 \text{ photons/mètre}$$

### Efficacité du compteur Cerenkov

L'efficacité dépend du nombre moyen de photoélectrons émis par la photocathode du P. M. Ce nombre s'exprime par la relation :

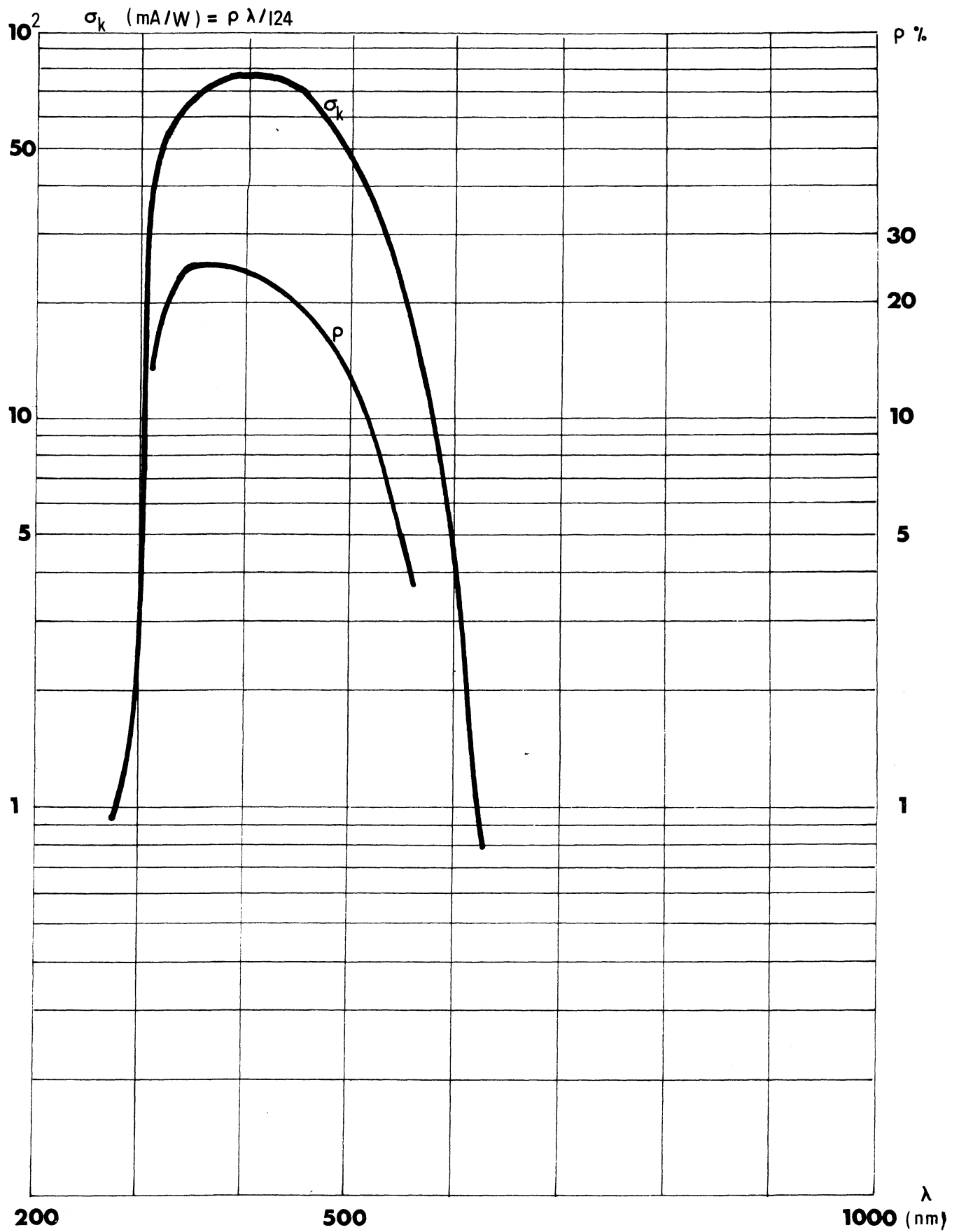


Fig. 1-14 : Sensibilité  $\sigma_k$  de la photocathode des photomultiplicateurs du compteur Cerenkov et rendement quantique  $\rho$



$$N_{ph} = K \times \ell \cdot \int_{1/\lambda_1}^{1/\lambda_2} (1/\lambda) \cdot N(1/\lambda) d(1/\lambda)$$

où K représente le coefficient de transmission moyen du système optique  
( $K \sim 0,8$ ).

$\ell$  la longueur de parcours des électrons dans le compteur ( $\ell \sim 1$  m)

$\rho$  est le rendement quantique de la photocathode et  $\lambda_1, \lambda_2$  sont les limites de sensibilité du P.M. Entre 300 nm et 500 nm, le rendement moyen est de 20 %.

$N(1/\lambda) \cdot d(1/\lambda)$  est le nombre de photons émis par unité de longueur dans l'intervalle  $d(1/\lambda)$ .

$$N_{ph} = 0,8 \cdot 1 \cdot 0,2 \cdot 150 = 24 \text{ photoélectrons}$$

Soit X le nombre de photoélectrons émis (dont la moyenne est  $N_{ph}$ ) et  $X_0$  le nombre minimal de photoélectrons nécessaires pour produire une impulsion qui franchit le seuil de détection du compteur. La probabilité de ne pas enregistrer l'impulsion lors du passage d'un électron est :

$$P(X < X_0) = P(0) + P(1) + \dots + P(X_0 - 1)$$

où  $P(X)$  représente la probabilité d'émission de X photoélectrons. Si cette probabilité suit une loi de Poisson dont la valeur moyenne est  $N_{ph}$ .

$$P(X) = \exp(-N_{ph}) \cdot (N_{ph})^X / X!$$

c'est à dire :

$$P(X \leq X_0) = \exp(-N_{ph}) \left[ 1 + N_{ph} + \dots + (N_{ph})^{X_0-1} / (X_0-1)! \right]$$

l'efficacité  $\mathcal{E}$  du compteur est égale à  $1 - P$ . La figure I-15 représente  $\mathcal{E}$  en fonction de X et permet de constater que pour un seuil  $X_0 = 1$  ou 2, l'efficacité est meilleure que 99 %.

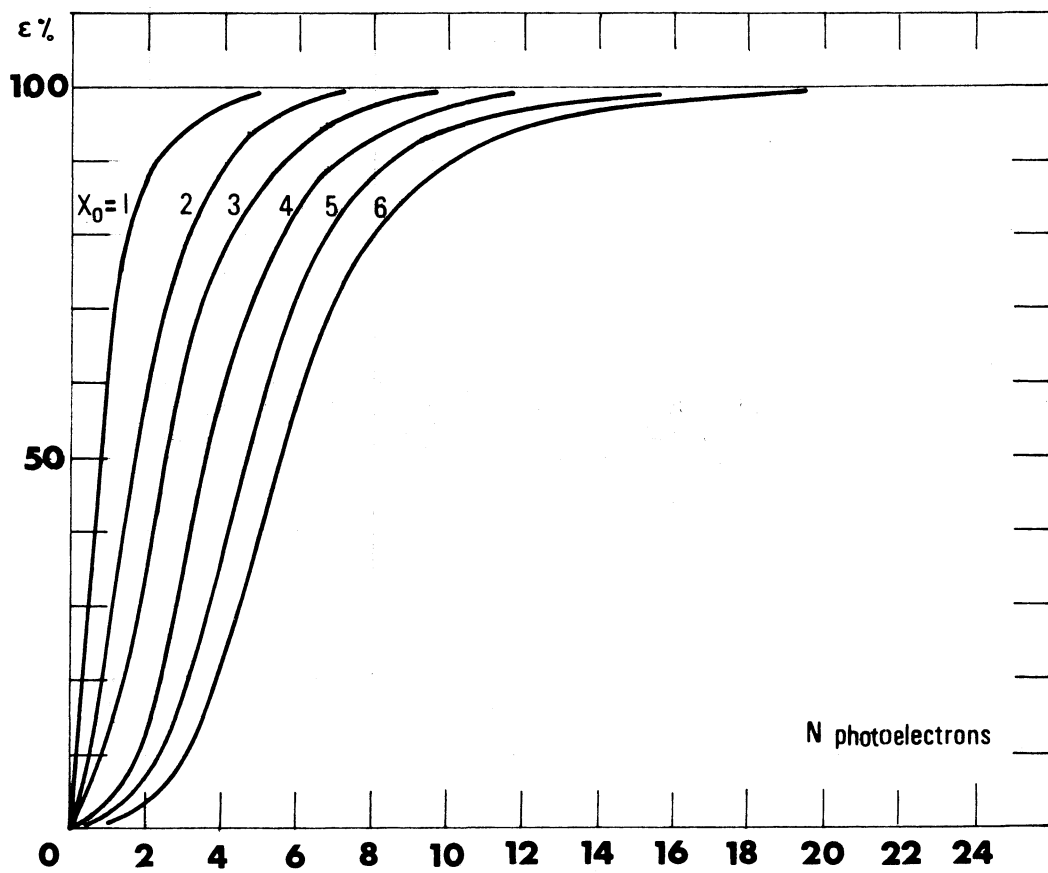


Fig. I-15 : L'efficacité du compteur Cerenkov en fonction du nombre de photoélectrons  $X$  à la photocathode du photomultiplicateur, pour différentes valeurs du nombre de photoélectrons  $X_0$  minimum nécessaires au déclenchement du compteur.

Une mesure de l'efficacité du Cerenkov par l'analyse des événements gammas a été faite (voir chapitre II) qui confirme ce résultat.

### Taux de réjection du Cerenkov aux pions.

La principale contamination de particules chargées autres que les électrons et qui déclenchent le compteur en-dessous d'une impulsion seuil de 2,8 GeV/c, sont les pions par l'intermédiaire des rayons delta <sup>8)</sup>. Une étude de la production de ces rayons permet de déterminer le taux de réjection du compteur aux pions.

Un rayon delta émis par une particule de masse  $m$  et de moment  $p$  ne peut prendre une énergie cinétique supérieure à la valeur

$$E'_m = 2 m_e \cdot c^2 \cdot (\beta^2 / 1 - \beta^2) \text{ avec } \beta = \frac{v}{c}$$

où  $v$  est la vitesse de la particule primaire et  $m_e$  la masse de l'électron.

Une série de courbes  $E'_m(p)$  est représentée sur la figure I-16 pour les pions, kaons et protons. On constate que ce sont principalement les pions qui peuvent être à l'origine de ces rayons delta lorsque leur impulsion est supérieure à 450 MeV/c.

Le nombre de rayons deltas d'énergie comprise entre  $E'$  et  $E' + dE'$  ( $E' < E'_m$ ) produit par un pion d'énergie  $E$  dans 1 g/cm<sup>2</sup> d'un milieu est :

$$\phi(E, E') dE' = \frac{2 C m_e c^2}{\beta^2} \cdot \frac{dE'}{E'^2} \cdot (1 - \beta^2 \frac{E'}{E'_m})$$

où  $C$  est une constante définie pour chaque milieu

$$C = \pi \cdot N \cdot Z/A \cdot r_e^2 = 0,15 (Z/A) g^{-1} \cdot cm^2$$

$N$  est le nombre d'Avogadro et  $r_e$  le rayon classique de l'électron.

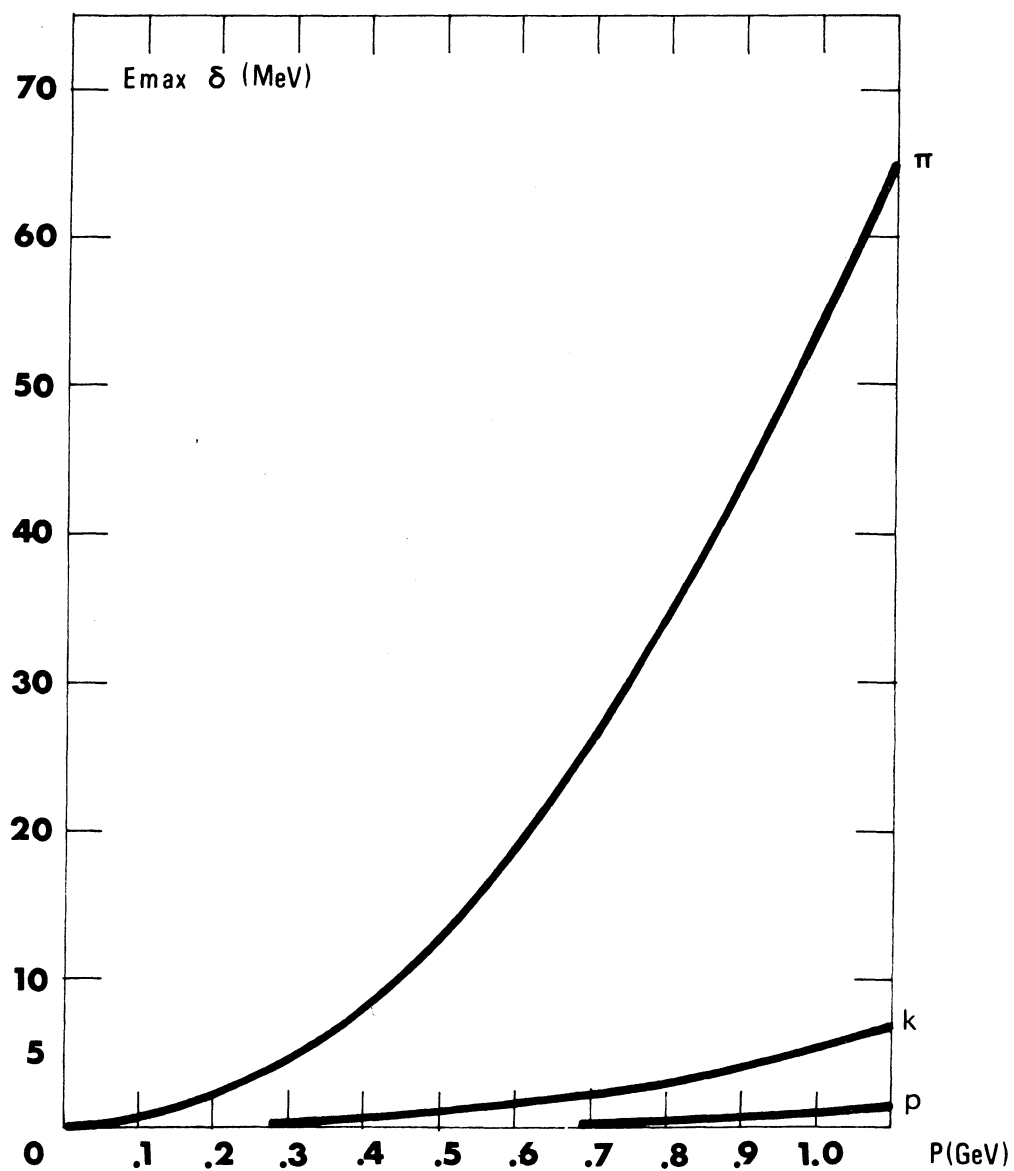


Fig. I-16 : Energie maximale des rayons delta produits par des pions, kaons, protons, en fonction de leurs impulsions.

Pour obtenir la probabilité  $P_{\delta}$ , d'avoir un rayon  $\delta$  par  $\text{g}/\text{cm}^2$ , qui déclenche le Cerenkov, il suffit d'intégrer entre  $E_c$  et  $E'_m$  où  $E_c$  est l'énergie seuil d'un électron pour déclencher le compteur :

$$P = \int_{E_c}^{E'_m} \phi(E, E') dE' = \frac{2 C m_e c^2}{\beta^2} \left[ 1/E_c - 1/E'_m (1 + \beta^2 \text{Log} \frac{E'_m}{E_c}) \right]$$

Dans l'épaisseur du Cerenkov ( $0,32 \text{ g}/\text{cm}^2$ ) rempli d'isobutane ( $E_c = 10 \text{ MeV}$ ), la probabilité pour un pion d'une impulsion de  $1 \text{ GeV}/c$  de produire un rayon  $\delta$  est de  $0,14 \%$  ; elle est de  $0,23 \%$  pour un pion de  $2 \text{ GeV}/c$ .

#### Probabilité de conversion d'un gamma dans le compteur

La probabilité pour qu'un gamma soit converti dans le Cerenkov est :

$$P_c = 1 - \exp(-\mu_{\text{paire}} \cdot d \cdot \ell)$$

où  $\mu_{\text{paire}}$  est le coefficient d'absorption massique de création de paire pour l'isobutane ( $\mu_{\text{paire}} : 0,016 \text{ cm}^2/\text{g}$ )

$d$  = la densité de l'isobutane ( $2,673 \cdot 10^{-3} \text{ g}/\text{cm}^3$ )

$\ell$  = l'épaisseur du compteur (1 m)

On obtient alors :  $P_c = 0,25 \%$ .

#### 4. La sélection des candidats électrons

Le compteur Cerenkov ne répond pas uniquement aux électrons puisque son taux de réjection aux pions n'est pas infini. Il est donc nécessaire de disposer d'une information supplémentaire pour séparer les électrons des pions qui ont été tous deux acceptés par le compteur.

Le pion a principalement des interactions fortes contrairement à l'électron qui a des interactions électromagnétiques. Ces interactions électromagnétiques permettent de caractériser l'électron par sa gerbe électromagnétique dans un milieu et par conséquent de le séparer des pions.

a) Description d'une gerbe électromagnétique dans un matériau<sup>8, 9)</sup>

Pour un électron d'une énergie supérieure à quelques dizaines de MeV, la plus grande partie de son énergie est perdue par rayonnement de freinage plutôt que par ionisation. L'importance relative de ces 2 phénomènes est fonction du matériau. On observe un nombre de photons comparable à celui des électrons qui les ont créés. Ces derniers interagissent par effet photoélectrique, Compton ou création de paire, et donnent naissance à des électrons secondaires qui émettent à leur tour des photons. A chaque nouvelle étape, le nombre de particules croît tandis que leur énergie moyenne diminue. La perte d'énergie par ionisation ou excitation devient prépondérante, et le nombre de particules créées cesse de croître. On définit une quantité  $E_c$  appelée énergie critique au-dessus de laquelle la perte moyenne d'énergie par émission de rayonnement de freinage est supérieure à la perte moyenne par ionisation. Le phénomène précédent amène donc le développement d'une gerbe, il est évident qu'il peut être produit aussi bien par un photon que par un électron.

Le développement de la gerbe est d'autant plus important que l'énergie critique est plus basse ; les matériaux les plus utilisés sont le fer (24 MeV), le cuivre (21,5 MeV) et le plomb (6,8 MeV). Pour ce problème, il est commode d'utiliser le concept de longueur de radiation au lieu de la section efficace. Une longueur de radiation  $(RL) X_0$  est définie comme la distance dans un absorbeur pour laquelle un électron a perdu en moyenne une fraction  $(1 - 1/e)$  de son énergie par radiation. Pour un électron initial d'énergie  $E_0 \gg E_c$ , la perte moyenne d'énergie par Bremsstrahlung dans  $1 \text{ g/cm}^2$  s'exprime alors par :

$$-dE/dX \sim E_0/X_0 \text{ avec } 1/X_0 = 4 \alpha \frac{N}{A} Z^2 r_e^2 \text{Log}_e(183 Z^{-1/3})$$

$$\text{et } E = E_0 e^{-X/X_0}$$

où  $X_0$  est la longueur de radiation en  $\text{g/cm}^2$

$\alpha$  la constante de structure fine  $= e^2/\hbar c$

$r_e$  est le rayon classique de l'électron  $= e^2/m_e c^2$

$Z, A$  le nombre atomique et la masse atomique de l'élément

$N$  le nombre d'Avogadro.

Dans un milieu d'éléments composés, la longueur de radiation effective est obtenue à partir de la relation :

$$1/X = P_1/X_1 + \dots + P_n/X_n.$$

où  $P_1, P_n$  sont les fractions en poids de chaque élément du matériau.

Le processus de développement d'une gerbe électromagnétique a été étudié par différents auteurs <sup>9)</sup>, notamment à l'aide de la méthode de Monte Carlo. Les principaux résultats sont indiqués ci-après.

L'énergie totale de la gerbe est perdue par ionisation. La mesure de la perte totale de l'énergie par ionisation permet de déterminer l'énergie de la gerbe de l'électron ou du photon qui l'a engendrée. Pour un électron ou un photon d'énergie  $E_0 \gg E_c$  le nombre de photons ou d'électrons dans les premiers développements de la gerbe croît exponentiellement avec l'épaisseur du milieu. Ce nombre passe par un maximum à une profondeur de l'ordre de  $\text{Log}_e [E_0/E_c]$  (RL) (en longueur de radiation) et croît lentement avec l'énergie primaire. Au maximum de la gerbe le nombre d'électrons ou de photons d'une énergie supérieure à  $E$  est proportionnelle à  $E_0/E$ . La dimension transversale de la gerbe passe par un maximum et vaut (en longueur de radiation) :

$$\langle x^2 \rangle^{1/2} \sim 0,8 E_s/E_c$$

L'angle d'ouverture moyenne de la gerbe en radians est :

$$\langle \theta^2 \rangle^{1/2} \sim 0,75 E_s/E_c$$

où  $E_s$  est un coefficient qui vaut 21 MeV.

Les courbes universelles de la figure I-17 représentent le nombre d'électrons  $N$  d'énergie supérieure à  $E_c$  à différentes profondeurs (RL) dans un milieu infini pour des électrons simples d'énergie  $E_o$ .

L'énergie totale de la gerbe développée dans un absorbant infini peut être mesurée par la perte d'énergie par ionisation de tous les électrons créés dans toute la profondeur. Pour une énergie initiale donnée, le nombre d'électrons total est donné par l'intégration des courbes de la figure I-17. Il faut donc disposer d'un absorbant infini pour mesurer l'ionisation totale quelle que soit l'énergie. Pour une énergie initiale  $E_o$  comprise entre certaines limites une mesure à une profondeur  $RLo$  sur une largeur  $\Delta$  définie en fonction de  $E_o$  (de façon à englober les maximas) suffit à obtenir une dépendance qui peut être linéaire dans une certaine gamme d'énergie autour de  $E_o$ .

#### b) Le compteur Sandwich (SA)<sup>10)</sup>

Pour mesurer l'ionisation des électrons de la gerbe créé dans des plaques de plomb, on alterne celles-ci avec des plaques de scintillateurs associées à des photomultiplicateurs.

Des mesures expérimentales dans un faisceau d'électrons jusqu'à 2,5 GeV/c ont été effectuées avec des plaques de plomb de différentes épaisseurs et en faisant varier leur nombre ; elles ont permis de déterminer une structure satisfaisante constituée par 5 plaques de plomb de 3 mm d'épaisseur (0,5 RL soit  $\Delta = 2,5$  RL) précédées d'une épaisseur (RLo) de 2 à 4 RL nécessaire au développement de la gerbe. Elles sont prises en sandwich par 6 couches de



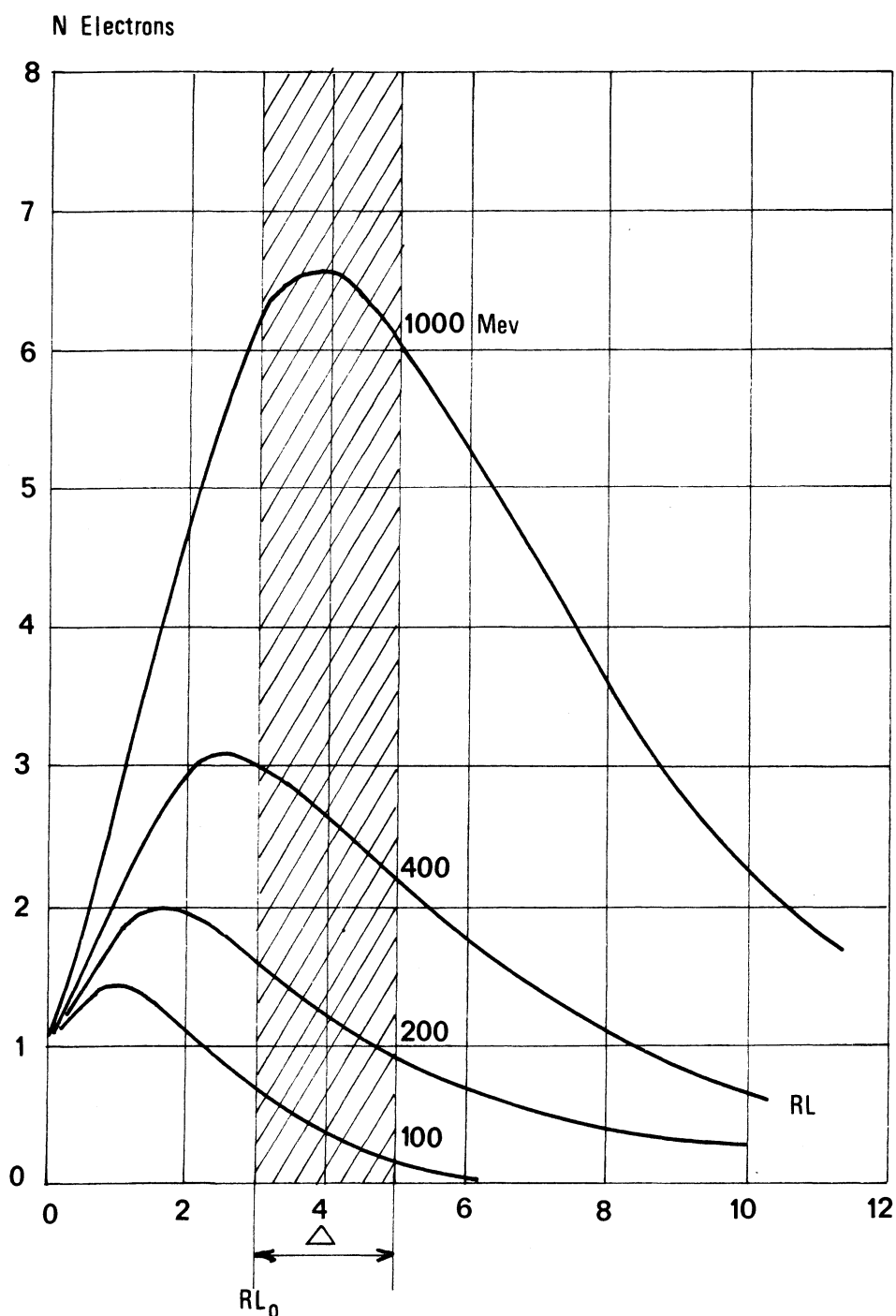


Fig. I-17 : Nombre moyen d'électrons produits dans une gerbe en fonction de la profondeur (en  $RL$ ) pour un milieu d'épaisseur infini. L'intégration des courbes (mesure de l'ionisation) dans une bande d'épaisseur  $\Delta$  englobant un certain nombre de maxima, après une épaisseur  $RL_0$  montre une variation (qui peut être linéaire) de l'ionisation en fonction de l'énergie de l'électron incident (dans une certaine gamme d'énergie)

scintillateurs d'une épaisseur de 1 cm (fig. I-18).

Compte tenu de la distance à laquelle est placé le compteur Sandwich par rapport à la zone d'interaction, et de l'acceptance angulaire des éléments qui précèdent (aimant - chambres), les dimensions utiles de ce compteur ont été fixées à 200 cm en X et 100 cm en Y. Pour pouvoir localiser la gerbe le compteur a été divisé en 5 modules d'une largeur de 40 cm. Pour permettre la meilleure collection de lumière possible, chaque module est associé à 4 photomultiplicateurs.

L'addition des signaux recueillis dans les 4 P.M. donne un signal par module. Des tests en amplitude pour un module dans un faisceau d'électron ont été effectués. Le module était précédé de 3 longueurs de radiation justifiées par la nécessité de développer la gerbe et parce que les chambres à gerbes optiques qui précèdent le SA dans le dispositif expérimental, constituent effectivement cette épaisseur. L'amplitude du signal à la sortie du module est linéaire en fonction de l'impulsion de l'électron jusqu'à 5 GeV/c mais on constate une assez mauvaise résolution en amplitude  $\pm 30\%$  comme le montre la figure I-19.

Un électron d'une impulsion de 1 GeV/c donne alors en moyenne un signal d'une amplitude 5 fois plus importante qu'un pion de 1 GeV/c. Cette différence permet donc de séparer l'électron du pion. Par contre à 400 MeV/c, les amplitudes respectives sont identiques et la séparation n'est plus possible.

Comme pour le compteur Cerenkov, le taux de réjection aux pions que permet le compteur SA n'est pas infini. En effet, un pion traversant le compteur peut simuler l'amplitude d'un électron par une réaction d'échange de charge qui crée un pion neutre. Celui-ci se désintègre en 2 gammas dont

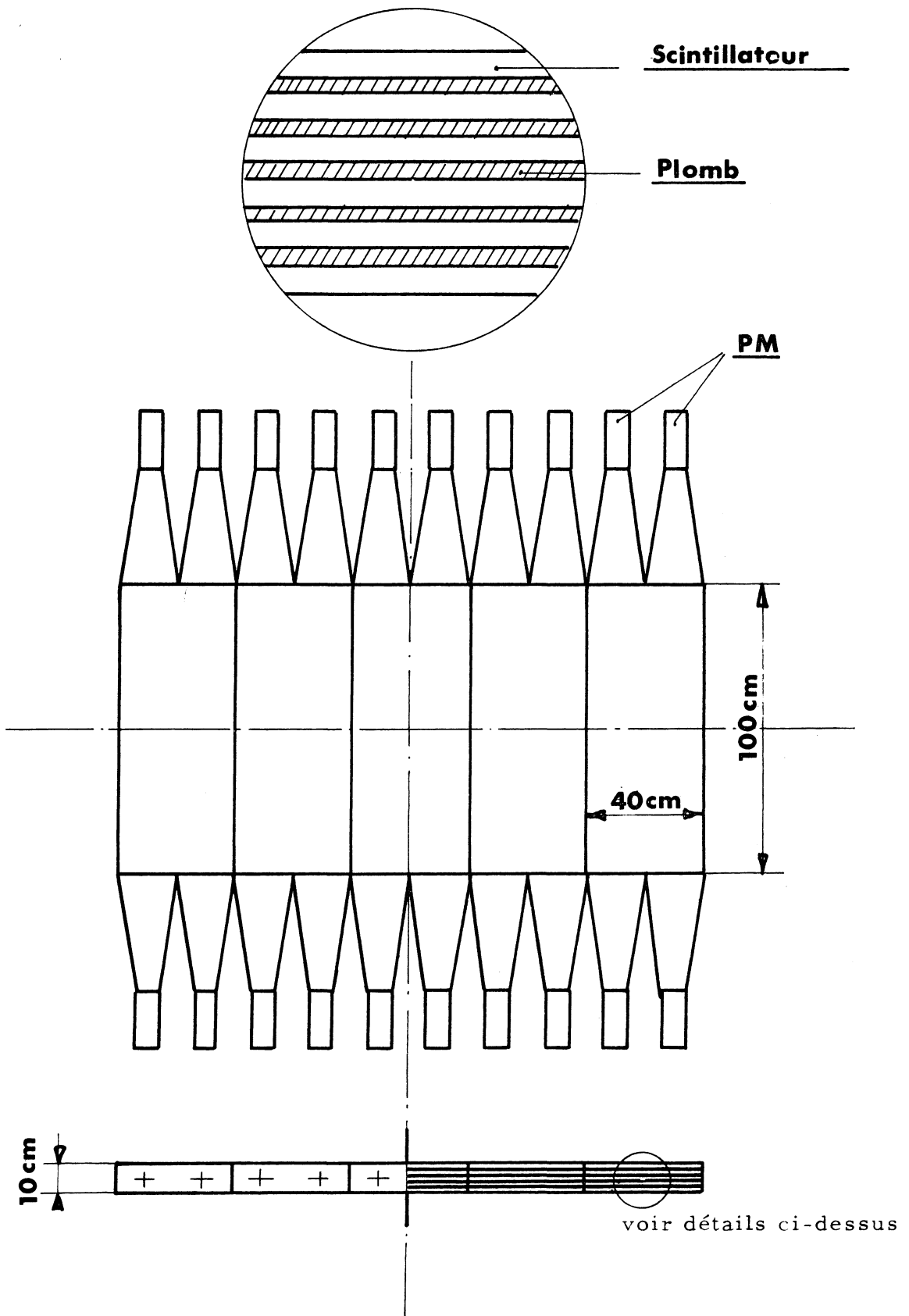


Fig. I-18 : Structure du compteur Sandwich

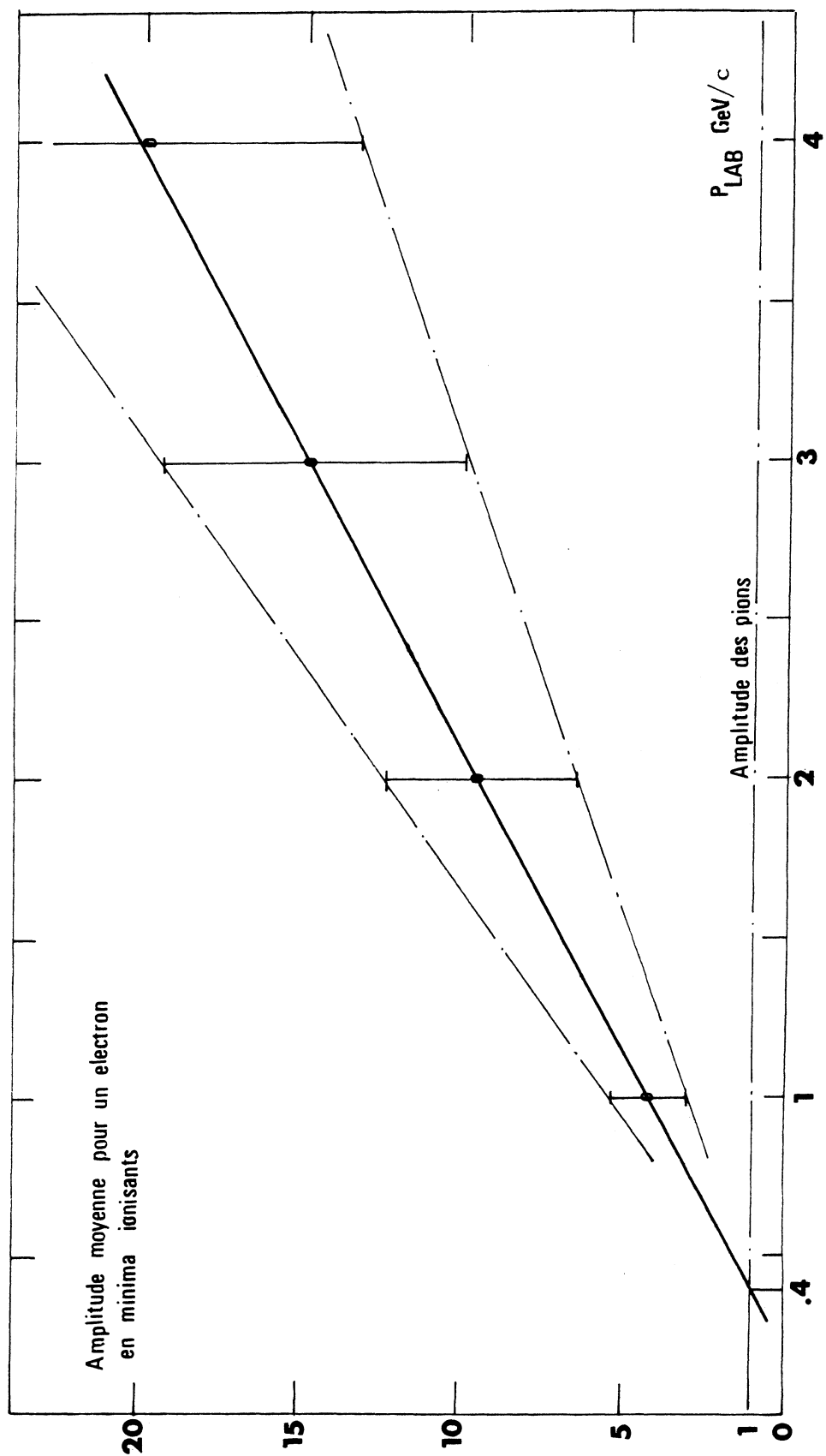


Fig. I-19 : Test du compteur Sandwich montrant la linéarité de l'amplitude de sortie du compteur en fonction de l'impulsion de l'électron incident.  
Le compteur est précédé de 3 longueurs de radiation pour développer la gerbe de l'électron.

la conversion crée des électrons qui produisent des gerbes. Le taux de réjection de l'ensemble compteur sandwich-chambre optiques est déterminé expérimentalement au chapitre II (paragraphe D 1).

L'efficacité de détecter un électron par sa gerbe est fonction de l'impulsion. Elle a été obtenue à partir des résultats de l'analyse des événements gammas. Il en est de même de la calibration en amplitude du compteur en fonction de l'impulsion de l'électron (voir chapitre II, paragraphe C.2 a et b)

c) Les chambres à gerbes optiques

Ces chambres permettent une réjection supplémentaire des pions qui ne peuvent pas être rejetés par le compteur sandwich, car ils n'ont pas l'aspect caractéristique d'une gerbe électromagnétique. Les chambres optiques sont divisées en deux groupes de chambre. Une première partie devant le SA est composée de chambres à gerbes constituées de 3 modules. Les 3 x 8 plaques en plomb de ces chambres constituent les 3 longueurs de radiation (LR) qui précèdent le compteur SA et définissent 7 gaps.

La deuxième partie est une grande chambre optique dont les 34 plaques en cuivre, d'une épaisseur croissante, définissent 33 gaps. Elle permet de révéler des électrons de très grand moment.

Ces deux types de chambres sont alimentées par une haute tension de 10 kV et déclenchées par des éclateurs selon le principe de la figure I-20.

Un maître éclateur situé en dehors de la zone expérimentale est alimenté par une tension continue de 4,5 kV et distribue, par un répartiteur, les impulsions de déclenchement sur les éclateurs de chaque élément de chambres. Une tension de balayage de 50 V limite le temps de mémoire de 15  $\mu$  sec.

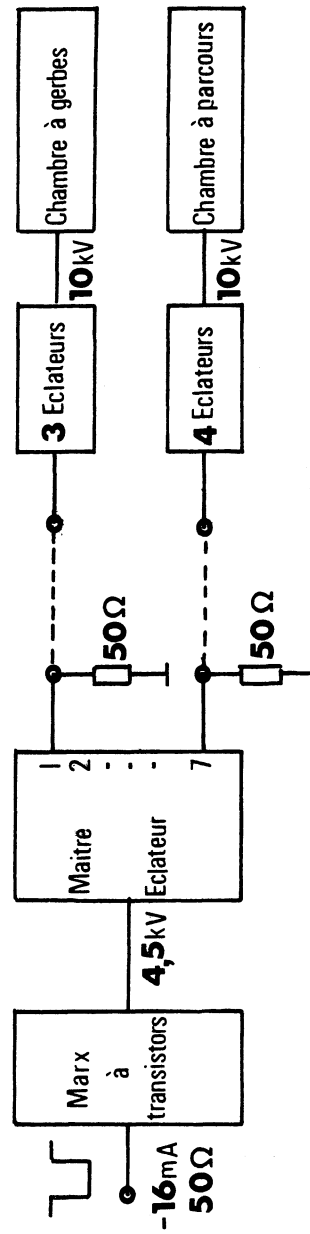


Fig. I-20 : Synoptique de l'électronique de déclenchement des chambres optiques.

Les chambres sont alimentées en gaz par une circulation de neogal. La probabilité pour qu'un pion d'une impulsion de 1 GeV/c produise une réaction d'échange de charge vers l'avant c'est à dire dans le prolongement de sa trace est de 0,15 % (voir chapitre II , paragraphe D 1).

d) Le système optique

Les chambres optiques ainsi que l'appareillage expérimental étaient installés dans le tunnel des ISR. Le tunnel, inaccessible pendant la marche des ISR nécessite un renvoi optique des images en dehors de la zone afin de pouvoir recharger la caméra de prises de vues.

Pour pouvoir distinguer sur la photo tout le volume des chambres, des prismes focalisateurs ont été disposés sur leurs surfaces optiques. Le renvoi optique des deux vues est réalisé à l'aide d'un jeu de miroirs représenté sur la figure I-21 de façon à les obtenir sur un film de 35 mm.

e) Mesures des amplitudes dans les compteurs

Pour sélectionner les électrons célibataires, il faut, outre la réjection des pions, rejeter les photons. Ceux-ci sont facilement reconnus dans le dispositif par les deux traces d'électrons qui sont produites par la conversion du gamma dans les parois des ISR (0,2 mm d'incox). Néanmoins, un des électrons du gamma peut sortir du dispositif parce qu'il a une impulsion trop faible et que l'aimant le fait sortir. Avant la séparation des deux électrons par l'aimant, ils constituent en général une trace unique à l'avant de celui-ci et la seule façon de distinguer les deux électrons consiste en une mesure de la perte d'énergie dans les compteurs pour savoir s'il s'agit d'une ou de deux particules.

La relation qui donne la perte d'énergie par ionisation dans un milieu constitué d'atomes (Z, A) est :

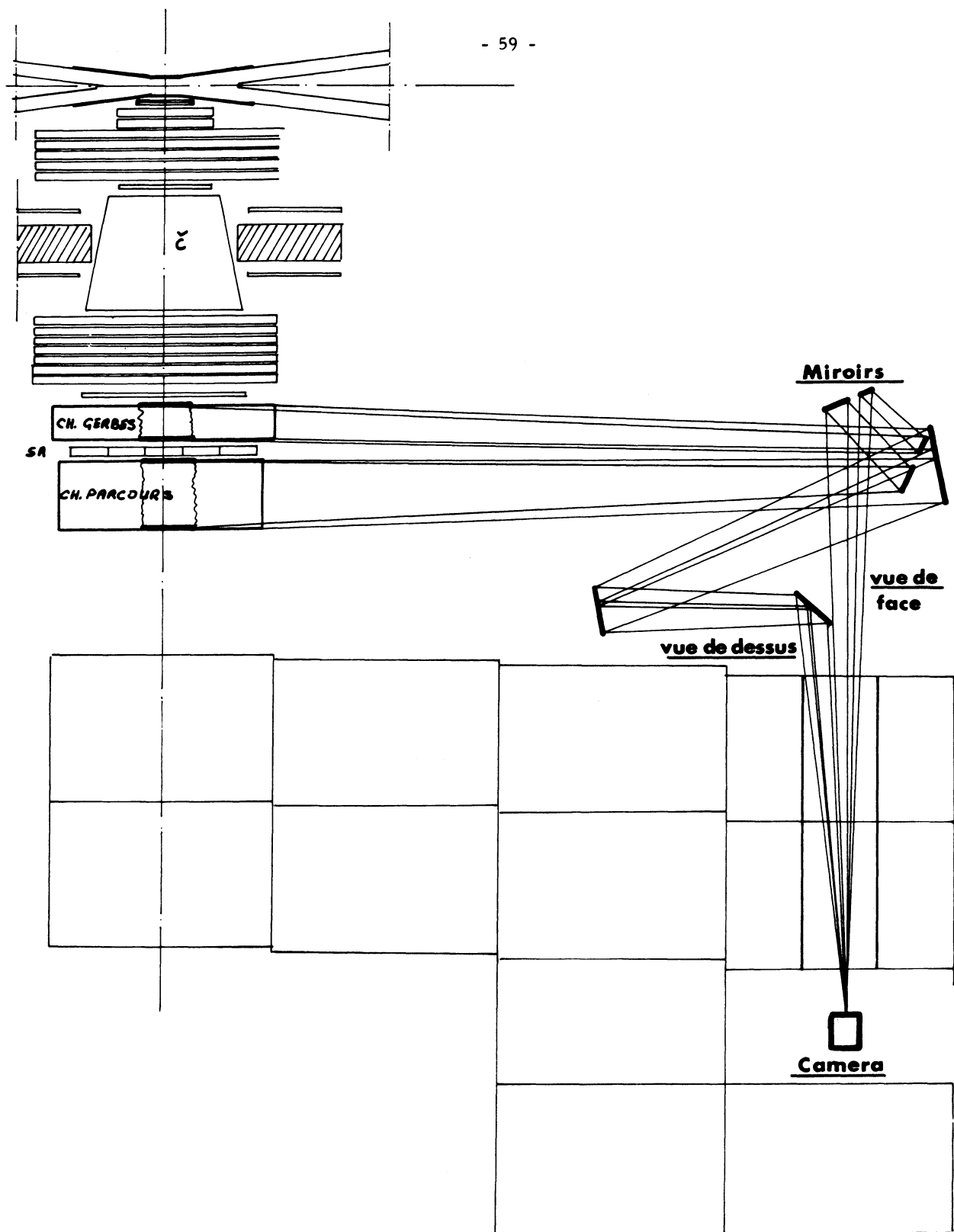


Fig. I-21 : Optique des prises de vue des chambres à gerbes



$$- dE/dX = 4 \pi N r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left( \log_e \frac{2 m_e c^2 \beta^2}{(1-\beta^2) I} - \beta^2 \right)$$

I = potentiel d'ionisation du milieu

Cette relation est valable pour toutes les particules chargées. Pour les électrons, elle l'est également si l'on néglige leur perte d'énergie par rayonnement. On constate qu'elle dépend principalement du facteur  $\beta/(1-\beta^2)^{1/2} = P/M$ .

La figure I-22 représente l'ionisation spécifique ( $dE/dX$ ) valable pour un milieu moyen  $Z \sim 6$  (applicable à l'air par exemple ou aux scintillateurs plastiques). On voit que pour  $P/M \gg 2$  la perte d'énergie spécifique est minimum pour toutes les particules.

La majorité des particules qui traversent l'appareillage ont une impulsion qui les place au minimum ionisant. La mesure de la perte d'énergie dans des compteurs à scintillation associés à des photomultiplicateurs (PM) permet alors de dénombrer les particules qui ont traversé les compteurs lorsqu'il n'y a qu'une seule trace.

Chaque compteur de H 1 est alors associé à un convertisseur analogique digital (ADC) pour la mesure de l'amplitude du signal à la sortie de l'anode des PM. De plus les amplitudes de chacune des 12 dynodes sont mélangées dans 1 ADC au cas où les anodes seraient saturées. Pour H 2, les 10 anodes des compteurs sont mélangées et analysées dans un même ADC. De plus, chaque moitié du banc a les 5 signaux des dynodes mélangés dans 1 ADC.

Les amplitudes des impulsions de chaque compteur doivent être égalisées. Pour donner la même réponse sur une perte d'énergie donnée, il est donc nécessaire d'ajuster et de calibrer les chaînes d'amplification de chaque compteur (voir chapitre II, paragraphe B.3 f).

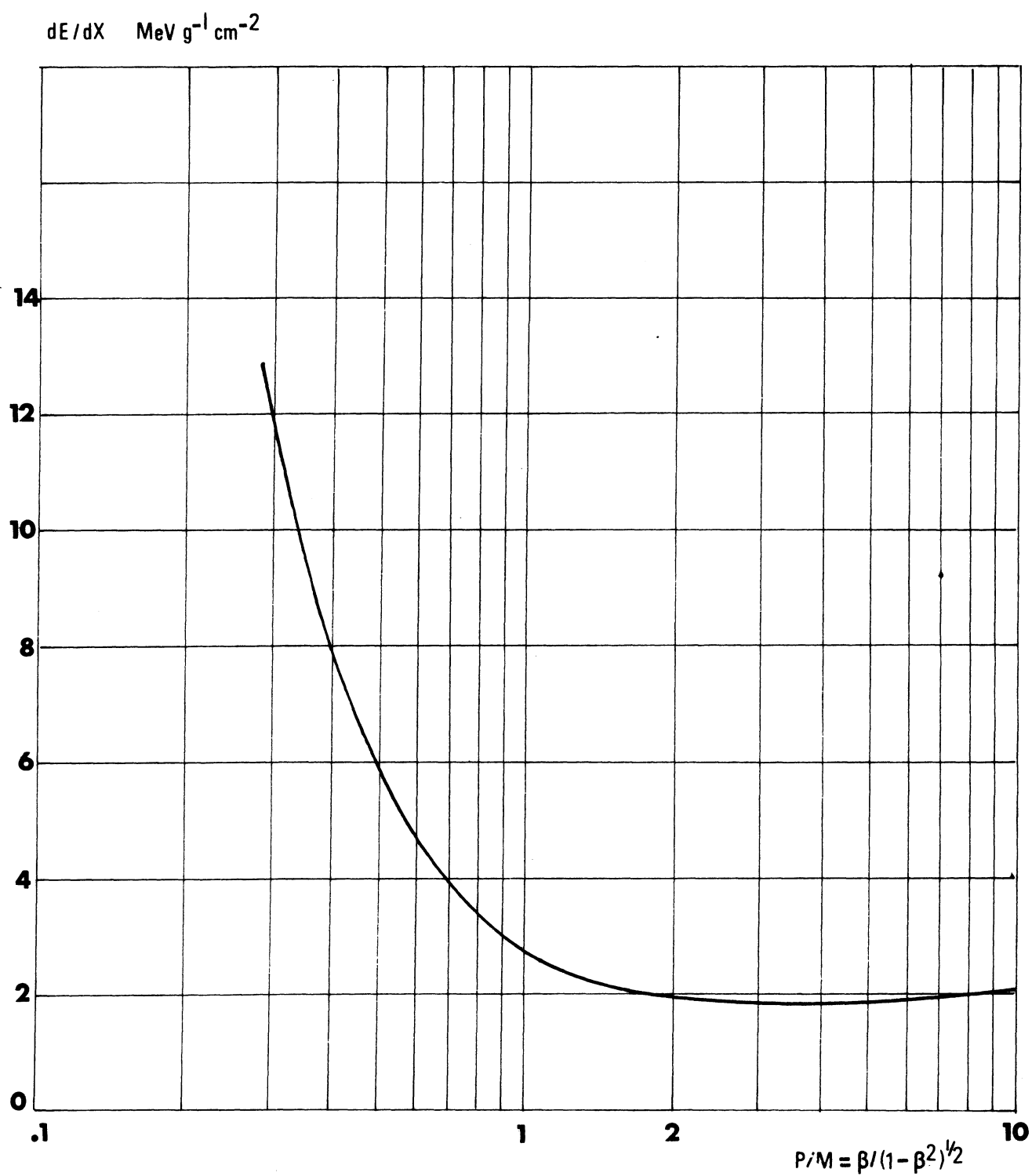


Fig. I-22 : Perte d'énergie d'une particule par ionisation et excitation en fonction du rapport  $P/M$ .

## 5. La définition du trigger

Un évènement n'est enregistré que s'il répond à certains critères, selon la nature de la particule recherchée par exemple. Dans ce cas, un signal de déclenchement (trigger) est envoyé d'une part pour déclencher les chambres à étincelles, d'autre part pour enregistrer sur une bande magnétique toutes les caractéristiques de l'évènement.

### a) Le Trigger "particules chargées"

Le principe de base du déclenchement repose sur la coïncidence triple des signaux des compteurs de H 1, H 2 et H 3. On s'assure ainsi, dans toute la mesure du possible, qu'une particule chargée a traversé le dispositif. Le compteur S représenté sur la figure I-3 définit la zone d'interaction et le signal qu'il délivre est un signal de porte pour l'électronique de déclenchement.

La logique de cette électronique est représentée sur la figure I-23. La coïncidence finale est composée par la triple coïncidence SH 1, SH 2, SH 3 à laquelle on peut associer, pour chacun des trois plans un signal qui définit la multiplicité dans chacun d'eux (un seul ou plusieurs compteurs d'un plan peuvent être touchés). En outre, on peut y introduire un signal provenant du compteur Sandwich. Ce signal est délivré par une logique SA-H 3 et ne permet que certaines associations entre modules SA et différents groupes de compteurs du banc H 3.

### b) Le trigger électron-gamma

L'introduction du compteur Cerenkov dans le trigger favorise les électrons. C'est ce type de déclenchement que nous avons utilisé pour l'étude des électrons.

Le déclenchement des chambres optiques est obtenu par le signal de

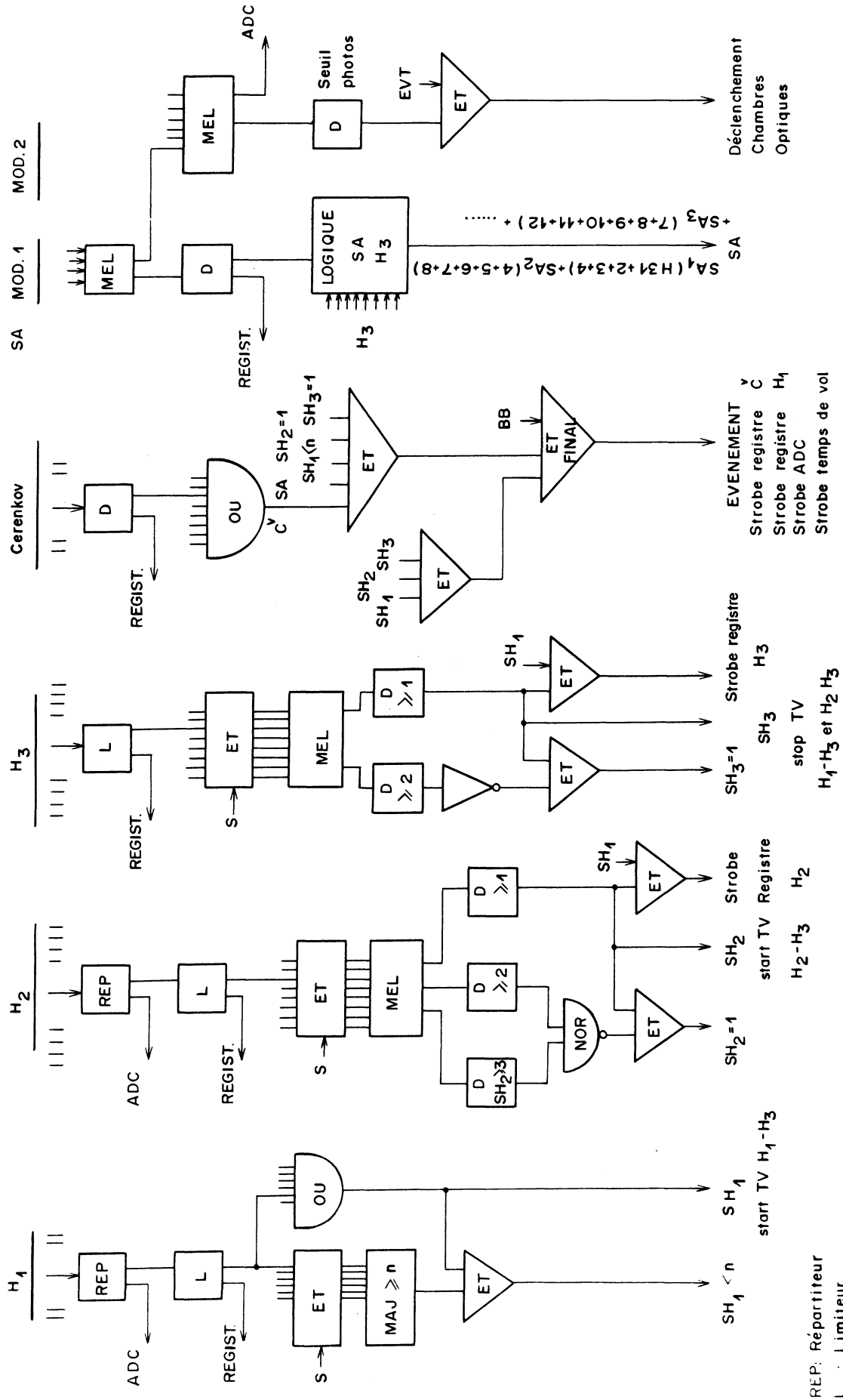


FIG. I.23 Schéma synoptique de l'électronique de déclenchement

déclenchement final mis en coincidence avec un signal délivré par un discriminateur à seuil sur l'amplitude des signaux du SA (Fig. I-23).

Dans le signal de déclenchement, on peut en outre introduire la coincidence B 1- B 2 (BB) qui permet d'exiger (dans le cas où le bruit de fond des faisceaux est important) une interaction proton-proton dans la zone d'interaction. L'introduction de cette coincidence oblige à considérer l'efficacité des compteurs BB.

En effet, l'efficacité de ceux-ci varie avec l'énergie puisque, plus l'énergie de l'interaction augmente, plus la multiplicité des particules produites augmente et leur angle d'émission est faible. Cette efficacité mesurée augmente alors avec l'énergie. Elle vaut 33 % à 11 GeV contre 11 GeV ( $s = 485 \text{ GeV}^2$ ) et 75 % à 26 GeV contre 26 GeV ( $s = 2700 \text{ GeV}^2$ ).

L'introduction de cette corrélation a aussi pour conséquence que les réactions inclusives étudiées deviennent quasi inclusives mais Breidenbach et al.<sup>11)</sup> ont montré que lorsque l'efficacité des compteurs BB est supérieure à 10 % il n'y avait pas de corrélation et que les spectres en impulsion des particules observées n'en étaient pas affectés. La figure I-24 représente l'efficacité des compteurs BB à 22 GeV et montre qu'elle est indépendante de l'impulsion des particules observées.

## 6. L'acquisition des données

A chaque événement, l'information délivrée par le dispositif expérimental est enregistrée sur bande magnétique par l'intermédiaire du calculateur du type CAE 90-10 (C II) associé à un système CAMAC qui assure les entrées sorties du calculateur.

Ces différentes informations représentent : la position, en nombre d'impulsions du pilote, des étincelles et des marques fiducielles, le numéro des compteurs touchés de H1, H2, H3, des cellules traversées du Cerenkov et des modules touchés du SA ; les Amplitudes des compteurs H 1 et H 2 et SA,

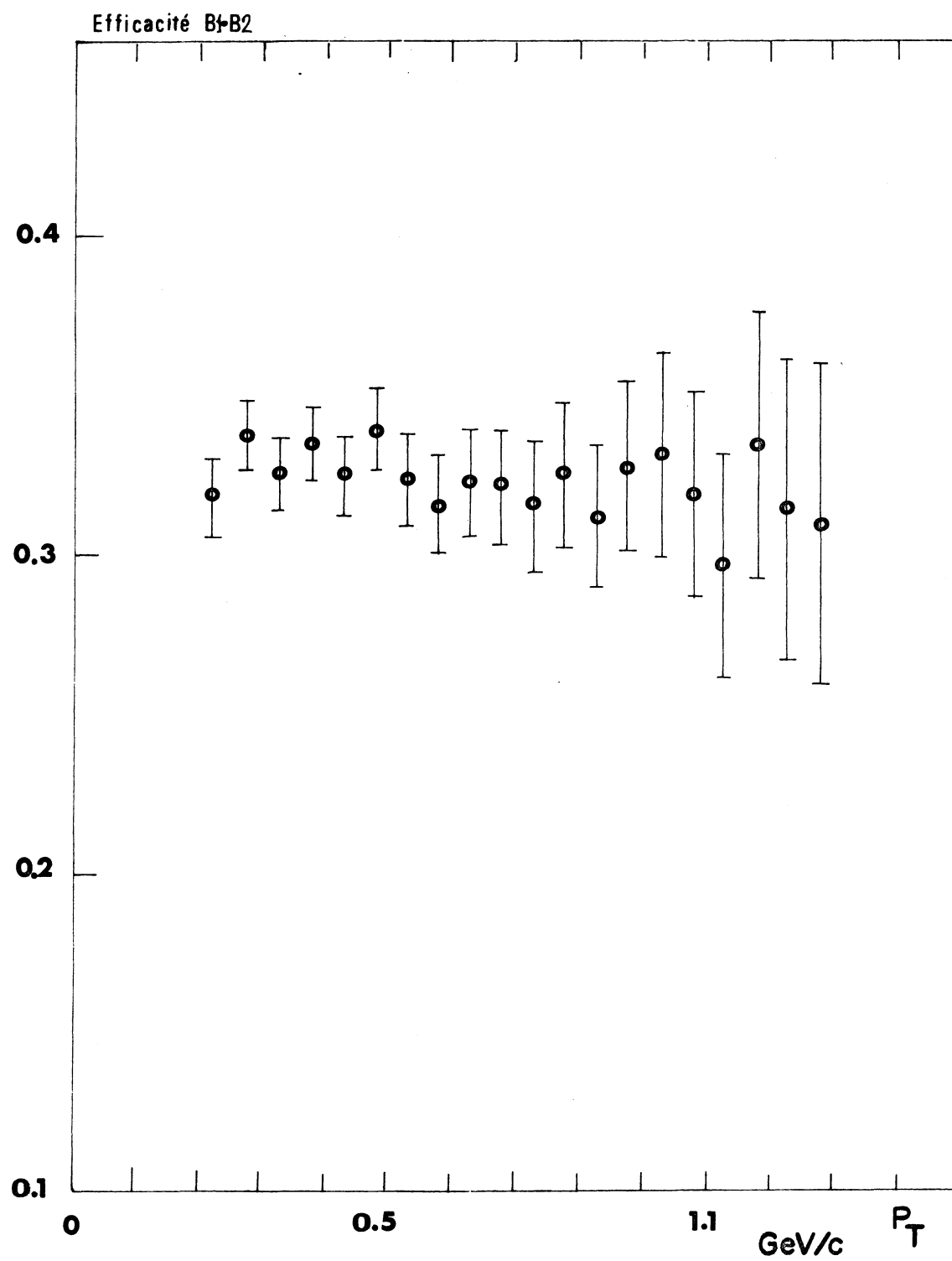


Fig. I-24 : Efficacité des compteurs B 1, B 2 à  $\sqrt{s} = 23$  GeV en fonction de l'impulsion transverse de la particule observée. On peut constater que l'efficacité est indépendante de l'impulsion.

et les temps de vols lus dans les ADC.

D'autre part, certaines informations supplémentaires telles que le nombre de coïncidences BB, le numéro des photos et différents comptages tels que SH 1, SH 2, SH 3, sont également transférées sur bande magnétique.

Chaque évènement comporte donc un certain nombre de mots (environ 100) variable en fonction de la nature de l'évènement. Nous avons la possibilité, à l'aide d'un oscilloscope à mémoire en ligne sur le calculateur de visualiser par échantillonnage (environ 1 évènement sur 10) les évènements enregistrés (fig. I-25).

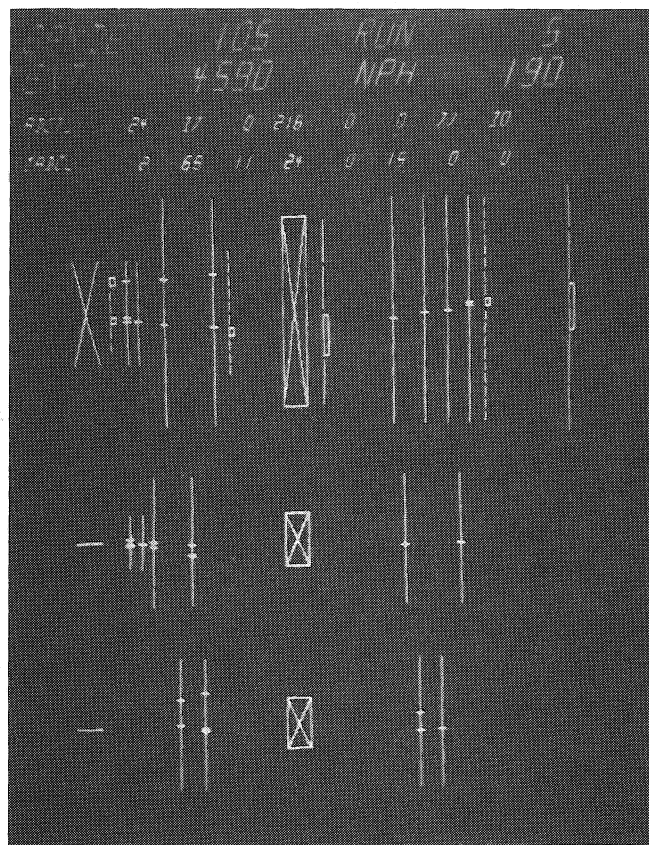


Fig. I-25 : "Photographie Polaroid de l'unité de visualisation associée au calculateur CAE-90-10. Un événement sur dix environ est visualisé ce qui permet un contrôle simple de l'acquisition des données".



## CHAPITRE II

### ANALYSE DES DONNEES

## A. LES DONNEES.

Si  $s$  est la variable définie comme le carré de l'énergie dans le système du centre de masse de la réaction proton-proton, nous avons effectué des mesures pour :

$$\sqrt{s} = 23,2 \text{ GeV}$$

$$\sqrt{s} = 30,4 \text{ GeV}$$

$$\sqrt{s} = 44,4 \text{ GeV}$$

$$\sqrt{s} = 52,7 \text{ GeV}$$

Différents types de déclenchement de l'appareillage ont été utilisés dans le but de :

- mesurer les spectres inclusifs en impulsions de particules chargées
- mesurer les spectres inclusifs en impulsions des gammas et d'en déduire les spectres des pions neutres
- détecter éventuellement le quark
- détecter les électrons simples produits au cours de la réaction proton-proton.

140 bandes magnétiques sur lesquelles sont enregistrés 40000 évènements bruts par bande ont été remplies, ce qui correspond à 5,6 Millions d'évènements. Sur les 40 dernières bandes qui correspondent à un déclenchement du type "électrons", nous disposons de 1,2 millions d'évènements bruts.

Parmi ces évènements, seuls 800 000 peuvent être exploités, car un certain nombre a servi de test à l'appareillage. Ces 800 000 se répartissent principalement sur 3 énergies, à savoir :

$$\text{- 200 000 évènements à } \sqrt{s} = 30,4 \text{ GeV}$$

$$\text{- 300 000 évènements à } \sqrt{s} = 44,4 \text{ GeV}$$

$$\text{- 300 000 évènements à } \sqrt{s} = 52,7 \text{ GeV}$$

Très peu de données ont été prises à 23,2 GeV en raison de la qualité nettement moins bonne des faisceaux et surtout de la faible luminosité. Les évènements à cette énergie nous ont servi à tester l'appareillage.

Tout au long des prises de données, des mesures de luminosité ont été effectuées à chaque remplissage des anneaux ce qui nous a permis de calibrer maintes fois le moniteur. Le monitoring des faisceaux décrit au paragraphe I. A. 4 permet de déterminer la luminosité aux 3 énergies :

$$L = k \Delta N_{BB} / \Delta t$$

où  $\Delta N_{BB}$  est le nombre de coïncidences BB pour toute la période de temps correspondant à une énergie et k la calibration du moniteur. Pour les 3 énergies citées, nous avons :

$\sqrt{s}$ (GeV)	$L \times \Delta t$ cm <sup>-2</sup>	$\Delta N_{BB}$	k
30,4 GeV	$0,86 \cdot 10^{34}$	$29,8 \cdot 10^6$	$0,0288 \cdot 10^{28}$
44,4 GeV	$2,7 \cdot 10^{34}$	$131,6 \cdot 10^6$	$0,0205 \cdot 10^{28}$
52,7 GeV	$1,42 \cdot 10^{34}$	$80,58 \cdot 10^6$	$0,0176 \cdot 10^{28}$

## B. LA DETERMINATION DU NOMBRE D'EVENEMENTS

Pour un type de trigger, les évènements sont enregistrés sur bande magnétique à l'aide du calculateur en ligne. L'analyse de ces bandes magnétiques (hors ligne) sur ordinateur (CDC 6600, UNIVAC 1108) par un programme d'analyse détermine les évènements à retenir. Le programme d'analyse doit en premier lieu pouvoir relire les bandes écrites et décoder les informations correspondant à chaque évènement, notamment les informations concernant

la position des étincelles dans les chambres à fils.

Pour pouvoir reconstruire une trace à partir d'une distribution d'étincelles dans un télescope de chambre, le programme doit connaître la position géométrique exacte des chambres et des marques fiducielles dans l'espace. Le programme doit alors permettre l'alignement des chambres et déterminer la vitesse de propagation magnétostrictive de chaque fil lecteur. Ceci permet de reconstruire une trace droite dans l'appareillage, lorsqu'il n'y a pas le champ magnétique de l'aimant.

En fonction des critères qui lui sont fournis (nombre maximal d'étincelles dans une chambre, nombre maximal de traces dans le télescope, largeur de la route dans laquelle il faut chercher les étincelles d'une trace), le programme cherche à reconstruire les traces dans chaque télescope. Il fournit ainsi les cosinus directeurs et l'ordonnée à l'origine des traces dans un référentiel fixé, ce qui lui permet connaissant la carte de champ de l'aimant, de calculer, comme nous l'avons vu au chapitre I, paragraphe B 2, la valeur de l'impulsion de l'évènement à partir de la déflexion des traces devant et derrière l'aimant, dans le cas où l'association avant arrière est compatible (écart maximal défini au centre de l'aimant). De plus, le programme fournit un facteur de qualité des traces reconstruites par la valeur du  $\chi^2$  représentatif de l'écart des étincelles par rapport à la trace fittée.

Les bons évènements trouvés sont transcrits sur une bande résumée (DST) pour permettre à un second programme d'analyse, une lecture plus rapide et plus efficace (les évènements n'étant plus à reconstruire). Les 40 bandes magnétiques enregistrées avec le trigger électron ont été résumées en 10 bandes. Le second programme d'analyse permet un classement plus élaboré des évènements d'un type donné.

Un premier classement simple pour les évènements obtenus avec le trigger électron peut s'opérer en séparant les évènements simples trace

des évènements double traces. Ces derniers seront les premiers candidats aux évènements gammas <sup>12)</sup>.

En ce qui concerne les évènements à simple trace et plus précisément les candidats électrons, un certain nombre de tests expérimentaux sont à mettre au point pour "purifier" les évènements. Parmi ces tests, il en est un fondamental qui doit assurer que la trace reconstruite à l'avant de l'aimant correspond à la cellule du compteur Cerenkov qui a participé au trigger (le miroir codé). D'autres tests comme la compatibilité de l'amplitude dans le compteur Sandwich avec l'impulsion de l'évènement en question ainsi que l'observation de la gerbe électromagnétique sur les photos prises par la caméra, conduisent alors à un lot de candidats électrons nettement plus restreint.

En-dessous d'une impulsion transverse de 1 GeV/c, la majorité des évènements simple trace ont des sources hadroniques. Pour l'étude des grands transferts, nous n'avons retenu comme candidat que ceux dont l'impulsion dans le laboratoire est supérieure à 1 GeV/c.

Dans ce lot, nettement diminué, nous avons effectué des tests de compatibilité traces-compteurs, ainsi que des tests sur l'amplitude dans les compteurs H 1 et H 2. Bien sûr comme nous avons utilisé toutes les ressources (en ce qui concerne les réjections) du dispositif expérimental, ces évènements peuvent encore avoir pour origine des sources hadroniques dont il est nécessaire de déterminer le bruit de fond.

## 1. La reconstruction des traces

### a) L'alignement des chambres à fils

La position de chaque chambre et les cotes des marques fiducielles sont initialement repérées par les géomètres. Ces mesures sont fournies

au programme. Pour vérifier l'alignement des chambres nous avons procédé à des mesures n'utilisant ni l'aimant ni le Cerenkov. Au cours de l'interaction proton-proton, de nombreux pions d'une impulsion moyenne de  $300 \text{ MeV}/c$ <sup>13)</sup> traversent l'appareillage. Ceux-ci subissent des diffusions multiples tout au long de leur trajectoire qui peut être reconstruite comme une droite.

Pour chaque chambre, les écarts des étincelles par rapport à l'impact de la meilleure trace droite reconstruite (fittée), se distribuent autour d'une valeur moyenne représentant le décalage géométrique de la chambre. Par des corrections successives sur le positionnement géométrique et la vitesse de propagation magnétostrictive de chaque chambre, ce décalage peut être diminué à  $\pm 0,25 \text{ mm}$  ce qui est satisfaisant. La figure II-1 représente la distribution des écarts de l'étincelle d'une chambre par rapport à la cote de la trace fittée et pour toutes les traces observées dans la chambre. Cet écart doit être indépendant de l'impact de la trace dans la chambre (la vitesse de propagation dans le fil magnétostrictif est ainsi bien déterminée).

La distribution des écarts permet de déterminer la résolution spatiale des chambres. Elle peut être assimilée à une Gaussienne dont la largeur à mi-hauteur est de  $1,4 \text{ mm}$ . La largeur à mi-hauteur est reliée à l'écart quadratique moyen par un facteur  $2,36$  : cet écart quadratique moyen vaut donc  $0,6 \text{ mm}$ .

#### b) Définition des traces devant et derrière l'aimant

Le dispositif de chambres à fils détermine devant et derrière l'aimant les projections dans les plans XOZ et YOZ des impacts des traces, dans les chambres. Le programme de reconstruction considère successivement les étincelles dans chaque projection et essaie d'y trouver les traces droites. Pour celà, il considère 2 étincelles situées dans des chambres extrêmes. Autour de la droite qui joint ces deux étincelles, il considère une route (de largeur  $\pm 5 \text{ mm}$ ) dans laquelle il cherche à trouver les étincelles des autres chambres. La trace est définie s'il en trouve au moins une (c'est à dire 3 sur

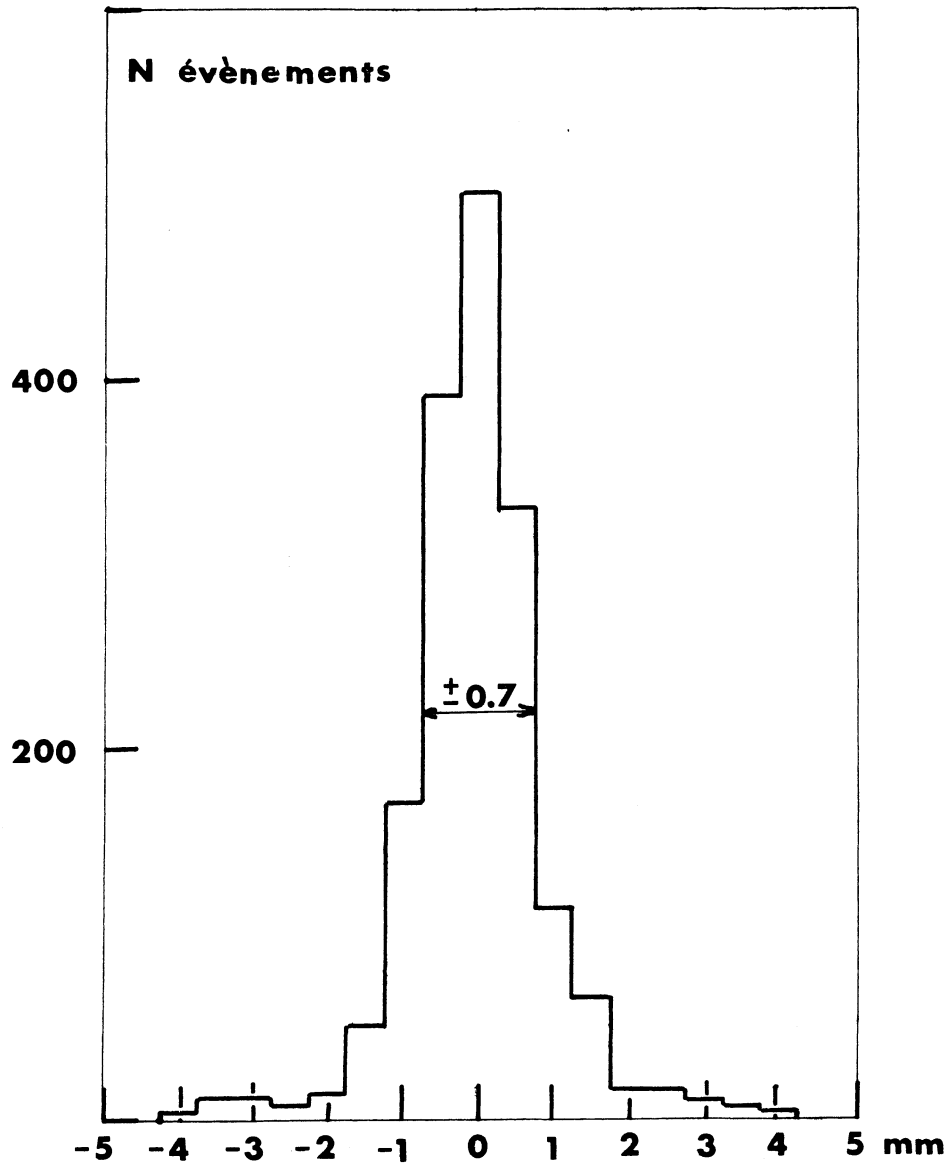


Fig. II-1 : Distribution des écarts entre la cote de l'étincelle d'une chambre (qui a participé à un fit) et la cote de la trace fittée. Cet écart doit être indépendant de la position de l'impact de la trace dans la chambre et avoir une largeur minimale pour assurer un bon alignement des chambres.

l'ensemble des 4 chambres d'une projection). Le programme "boucle" ainsi sur toutes les combinaisons d'étincelles extrêmes possibles et ne retient que les traces formées par 3 ou 4 étincelles dans une projection.

Cette procédure a été utilisée dans les projections XOZ et YOZ devant l'aimant et XOZ derrière l'aimant. Dans la projection YOZ derrière l'aimant, la trace est reconstruite à l'aide des deux étincelles qui se trouvent avec un écart inférieur à 10 mm, dans le prolongement de la trace avant. S'il n'y a pas d'étincelle, ou qu'il n'y en a qu'une seule, la projection YOZ arrière est définie par le prolongement de la trace avant.

Lorsqu'il y a plusieurs traces dans le dispositif, les deux chambres Y' de chaque télescope permettent d'associer les projections X et Y respectives de chaque trace dans la mesure où les étincelles des deux chambres Y' se trouvent à une distance inférieure à 10 mm des traces associées.

### c) Les tests de qualité des traces

Tout d'abord, les traces avant et arrière étant reconstruites, il s'agit de les associer dans l'aimant. Pour cela, le programme considère toutes les associations possibles et ne retient que celles dont les écarts au centre de l'aimant sont minimales. La figure II-2 représente la distribution de ces écarts pour les traces reconstruites. L'écart diminue quand l'impulsion augmente, car la trace complète se rapproche de plus en plus d'une droite et la diffusion multiple diminue. Pour rejeter les mauvaises associations entre la trace avant et arrière, nous avons défini une coupure sur l'écart entre les traces au niveau de l'aimant. Comme l'écart moyen varie avec l'impulsion de l'évènement (fig. II-2) le seuil de la coupure est fonction de l'impulsion selon la loi  $Ecart\ seuil\ (mm) = 15 + 15/P$  en GeV/c ; il rejette moins de 1 % des évènements.

D'autre part, on peut définir la valeur du  $\chi^2$  par la relation :

$$\chi^2 = \sum_i (x_{et} - x_{fit})^2 / (N_{et} - 2)$$



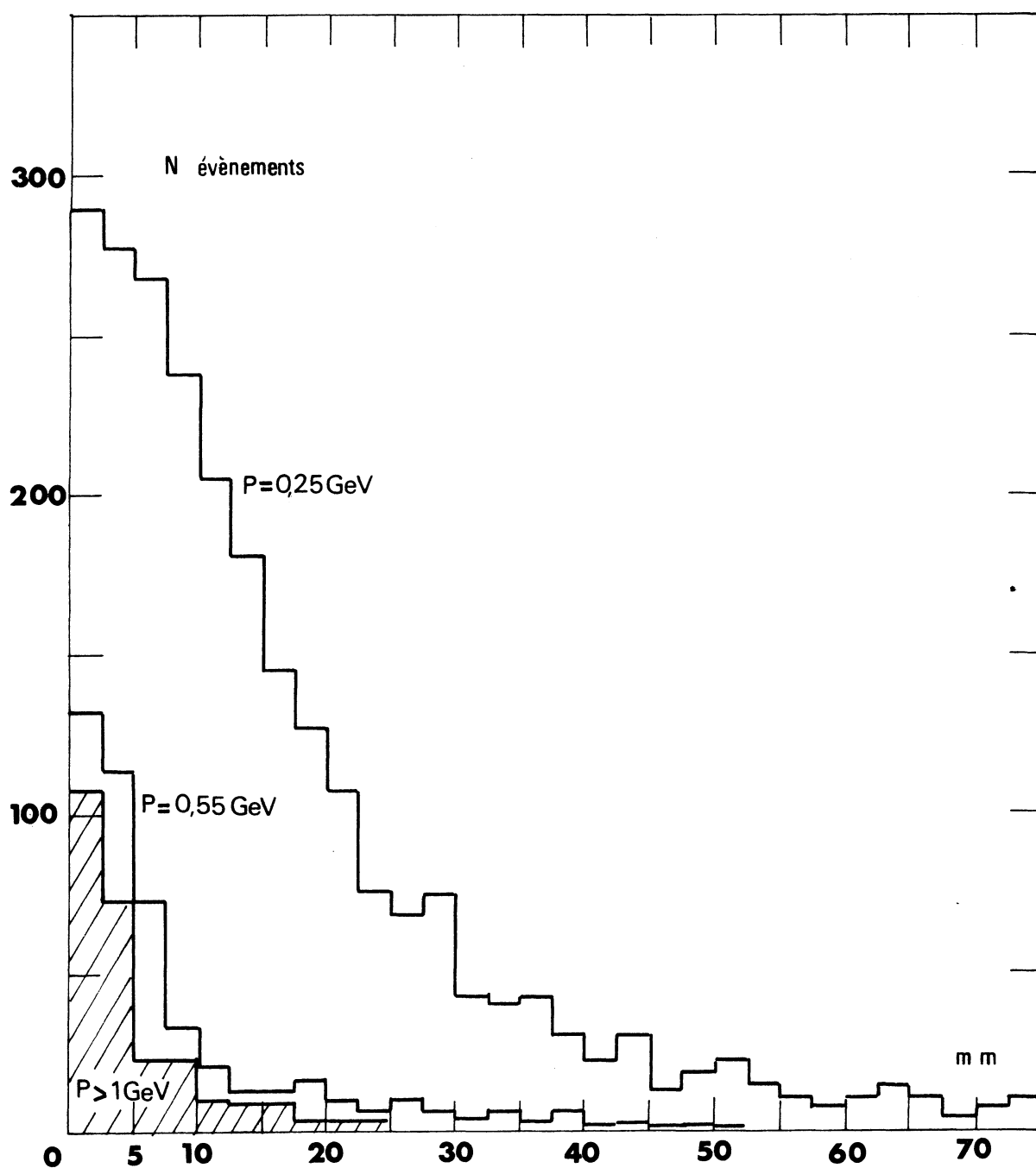


Fig. II-2 : Distribution des écarts des événements monotraces au centre de l'aimant entre les traces avant et arrière pour différentes impulsions.

où  $X_{\text{et}}$  et  $X_{\text{fit}}$  représentent respectivement les coordonnées de l'étincelle et celle de la trace fittée et  $N_{\text{et}}$  le nombre d'étincelles qui ont participé à la définition de la trace. La valeur de cette grandeur mesure la qualité de la trace fittée. Quand l'impulsion de l'évènement augmente, le  $\chi^2$  des traces diminue en raison de la diminution des diffusions multiples.

Nous avons défini un seuil sur la valeur du  $\chi^2$  de la trace avant et arrière en fonction de la distribution du  $\chi^2$  avec l'impulsion de l'évènement (fig.III-3). Ce seuil est défini par  $\chi^2_{\text{seuil}} = 6 + 2/P$  avec  $P$  en GeV/c.

## 2. L'impulsion de la particule dans le centre de masse de la réaction proton-proton.

L'impulsion  $P$  d'une particule est mesurée dans le système du laboratoire. Pour déterminer le spectre d'impulsion  $\bar{P}$  des particules, dans le système du centre de masse (CM) de la réaction, il faut trouver la dépendance de l'impulsion entre les deux systèmes. Pour cela, on utilise la transformation de Lorentz appliquée au système particulier des ISR.

Dans ce système, l'interaction entre les deux protons (supposés de même impulsion  $P_0$ ) se fait sous un angle de  $\theta = 14,8^\circ$ . L'impulsion du centre de masse est alors, d'après le croquis ci-après,  $P_{\text{CM}} = 2P_0 \cdot \sin(\theta/2)$  dans la direction de l'axe Z. Pour les deux autres axes X, Y, le système du laboratoire est confondu avec le système du centre de masse.

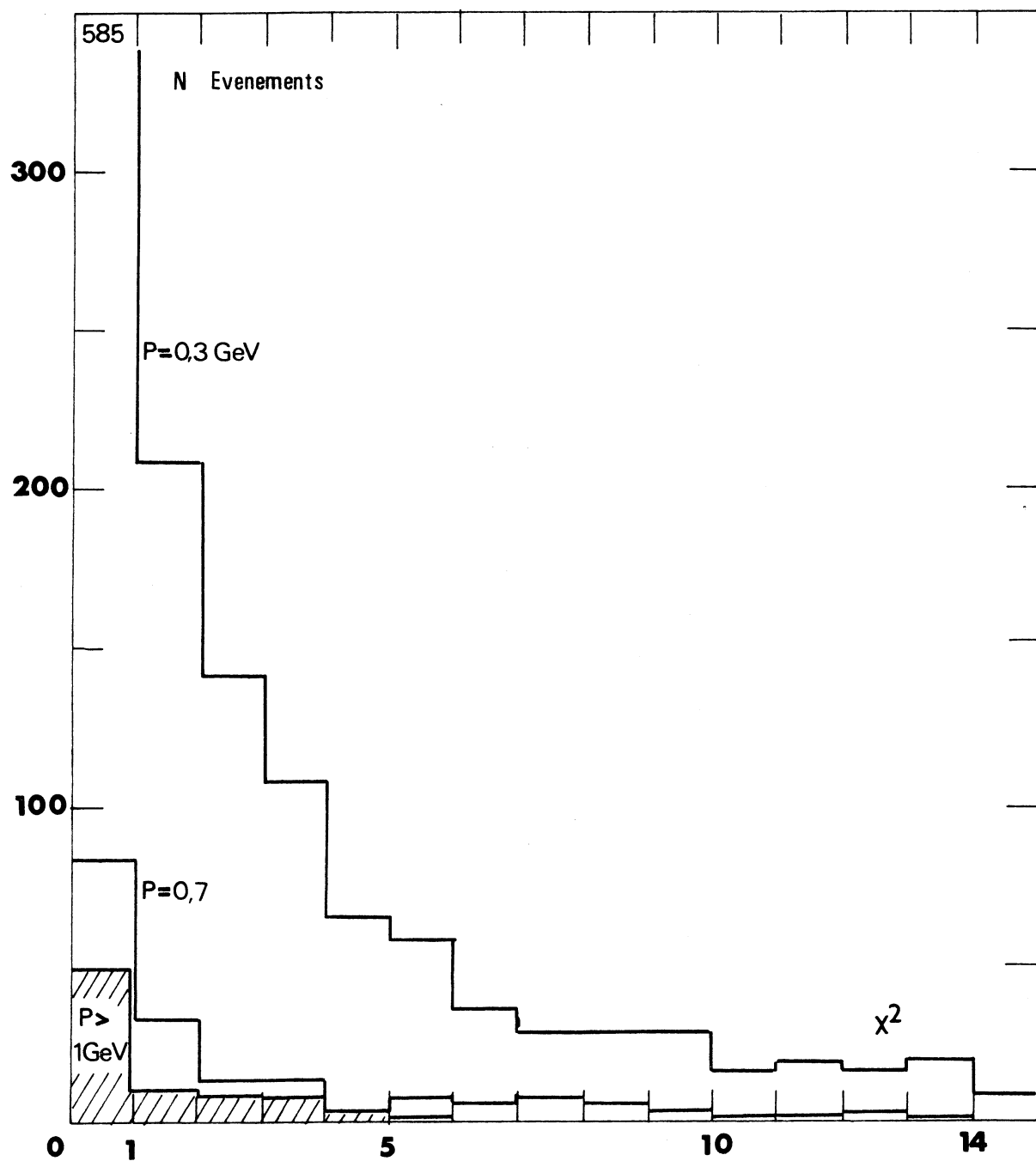
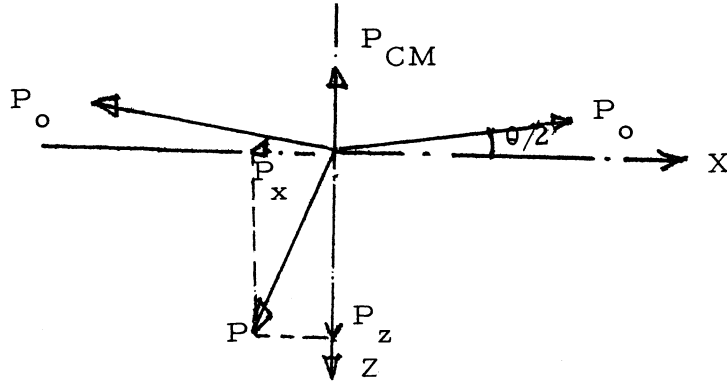


Fig. II-3 : Distribution du  $\chi^2$  de la trace avant en X pour différentes impulsions, nous avons défini un  $\chi^2$  tel que  $\chi^2 = \sum_i (\text{écart})^2 / N_{\text{et}} - 2$ .



Les équations de transformation de Lorentz le long de l'axe Z peuvent s'écrire :

$$\bar{z} = \Gamma (z + vt) ; c\bar{t} = \Gamma (ct + Bz),$$

où les variables barrées correspondent aux variables dans le centre de masse.

Si V est la vitesse du centre de masse,  $V = B.c$  et  $\Gamma = 1/(1-B^2)^{1/2}$ .

et si v est la vitesse dans le laboratoire de la particule observée,  $v = \beta.c$  et  $\gamma = 1/(1-\beta^2)^{1/2}$ , on peut écrire :

$$\bar{\beta} = \bar{z}/c\bar{t} = (\beta + B)/(1 + \beta B) \text{ et } \bar{\gamma} = \Gamma \gamma (1 + \beta B)$$

et encore :

$$\bar{P}_z = M \bar{\beta} \bar{\gamma} = M(M\beta\gamma + M\gamma B) = \Gamma (P_z + B.E)$$

où E est l'énergie de la particule.

Comme  $B = P_{CM}/2P_O = \sin \theta/2$  ( $B = 0,13$  et  $\Gamma \sim 1$ ), on a :

$$\bar{P}_x = P_x ; \quad \bar{P}_y = P_y ; \quad \bar{P}_z \simeq P_z + 0,13 E$$

### 3. Critères de sélection des événements électrons

La première sélection est faite au niveau du trigger par le compteur Cerenkov. Celui-ci est déclenché par tous les électrons d'une impulsion

supérieure à 10 MeV/c et par les pions d'une impulsion supérieure à 2,8 GeV/c. Les informations contenues sur bandes magnétiques permettent de raffiner cette sélection.

Ces informations sont :

- la présence d'une trace complète d'une impulsion supérieure à 1 GeV/c dans le dispositif car on ne s'intéresse qu'aux électrons de grand transfert.
- la trace de la particule analysée doit avoir traversé la cellule du compteur Cerenkov qui a participé au déclenchement.
- l'amplitude de l'impulsion fournie par le compteur sandwich doit être compatible avec celle d'un électron de même moment que l'évènement analysé.
- si c'est un électron, il faut pouvoir observer sa gerbe électromagnétique dans les chambres à gerbes optiques.
- si l'électron ne vient pas d'un gamma, la perte d'énergie pour l'évènement, mesurée dans les compteurs de H 1 et H 2, doit correspondre à une seule particule
- l'écart dans l'aimant ainsi que le  $\chi^2$  doit être en accord avec les valeurs définies par de bons évènements.
- les compteurs de H 1, H 2, H 3 traversés par la trace de l'évènement doivent avoir participé au déclenchement.
- enfin la trace doit avoir son origine dans la zone d'interaction des ISR

a) les évènements gammas à double traces

Parmi les évènements multitraces obtenus par un déclenchement à l'aide du Cerenkov, on trouve principalement les gammas qui se sont convertis avant le dispositif et qui fournissent deux électrons dont les traces ont des impulsions de signes opposés et qui sont parfaitement visibles dans l'appareillage.

L'étude de ces évènements donne lieu à une analyse spécifique <sup>12)</sup>. Ils sont caractérisés en général par une trace unique devant l'aimant, due au fait que le gamma qui s'est converti dans la paroi des anneaux (3 % de conversion) produit une paire d'électrons dont l'angle d'ouverture,  $\langle \theta \rangle \sim m_e / P_\gamma \simeq 0,6 \text{ mrad}$  ( $\langle P_\gamma \rangle \sim 800 \text{ MeV/c}$  dans l'appareillage), est faible et ne permet pas aux chambres à étincelles de séparer les deux traces (fig. II-4). En effet, il faudrait, compte tenu de la résolution spatiale des chambres (environ 1,5 mm) que les deux traces soient distinguées dans les premières chambres devant l'aimant qui se trouvent à une distance de l'ordre de 200 mm de la zone. On en déduit que l'angle moyen minimum de séparation est de l'ordre de 7 milliradians.

Les deux traces sont séparées par l'aimant qui mesure les deux impulsions. Connaissant l'impulsion des deux particules filles, on peut calculer la masse de la mère par la relation :

$$M^2 = 2 P_1 P_2 (1 - \cos \theta) \sim P_1 P_2 \theta^2$$

(si l'on néglige la masse des électrons).

Pour les gammas, le spectre de masse invariante est alors "piqué" sur zéro. Ce qui permet de rejeter les évènements double trace qui ne sont pas des paires d'électrons par une coupure dans la distribution en masse invariante. On vérifie que ces évènements possèdent bien une distribution correspondant à 2 minimas ionisants dans les compteurs H1 et H2 et qu'il s'agit de paires d'électrons.

A partir du spectre en impulsion des évènements gammas, on peut remonter au spectre en impulsion des  $\pi^0$  en supposant que ceux-ci constituent la principale source des gammas. Pour cela, on peut utiliser la formule de Sternheimer <sup>14)</sup> :

$$dN_{\pi^0}/dP_T^2 = -1/4 \, d/dP_T \left[ dN_\gamma / dP_T \right]$$

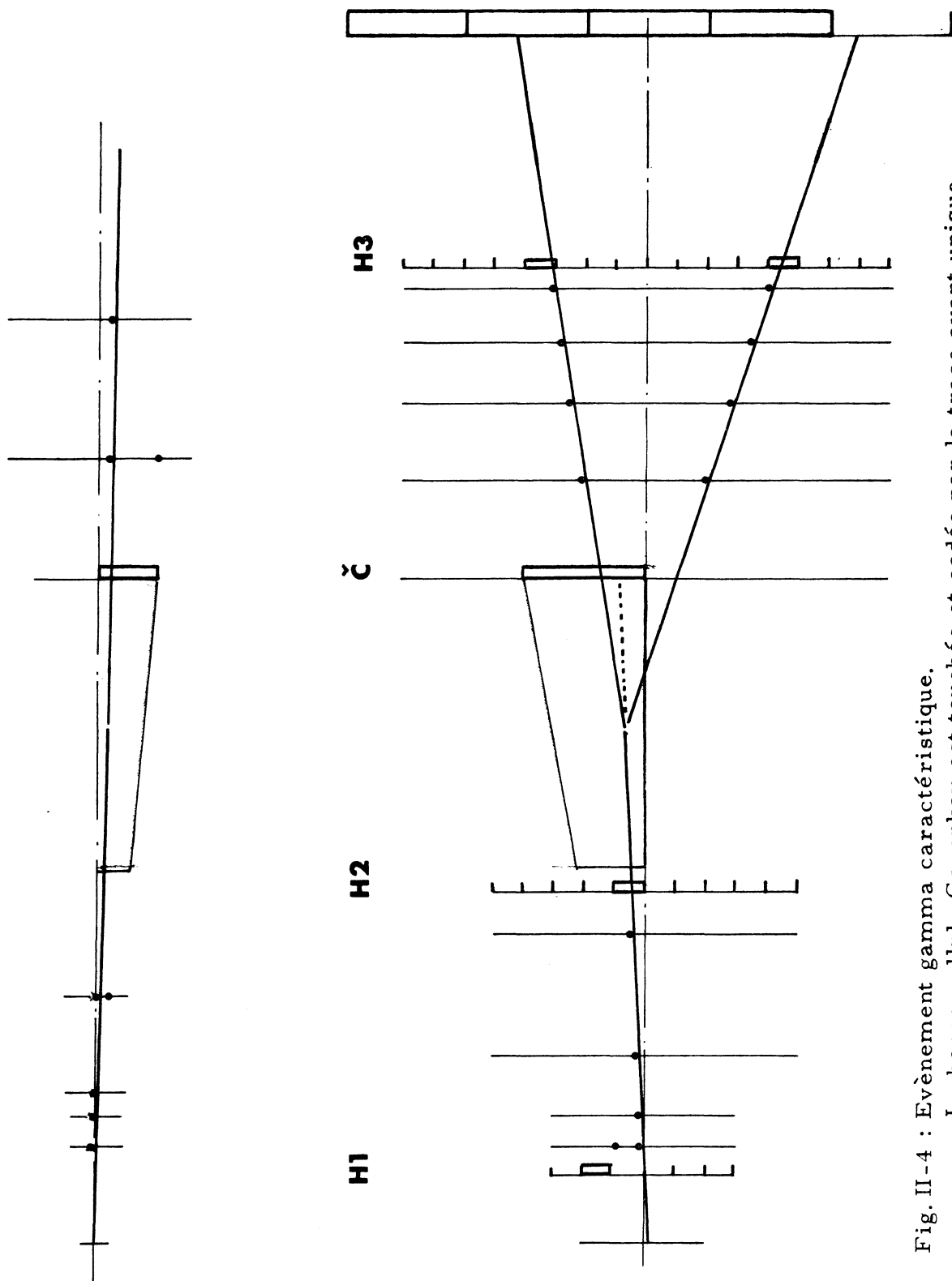


Fig. II-4 : Evènement gamma caractéristique.

La bonne cellule Cerenkov est touchée et codée par la trace avant unique des deux électrons. Le gamma s'est converti dans un des compteurs de H1 qui n'a pas participé au trigger.

Le spectre  $\pi^0$  ainsi obtenu est directement comparable au spectre des pions chargés ( $\pi^\pm$ ) obtenu par la méthode du temps de vol qui représentent la majorité des particules produites aux énergies de ISR (80 %) <sup>13)</sup>.

Par leur facilité d'identification, les évènements gammas sont extrêmement utiles pour calibrer et tester le dispositif expérimental, pour l'étude des électrons : (mesure de l'efficacité du Cerenkov en électrons, calibration en amplitude électron du compteur Sandwich calibration des amplitudes des hodoscopes). En outre, ils constituent la principale source de bruit de fond en électron qu'il est donc utile de connaître. La figure II-5 représente la section efficace différentielle de production des gammas en fonction de l'impulsion transverse dans le centre de masse.

Pour le calcul de la section efficace, nous avons déterminé l'angle solide de l'appareillage aux gammas reconnus par ses deux électrons à l'aide d'un programme de Monte Carlo.

Le calcul de l'acceptance est indiqué plus loin. L'acceptance ainsi déterminée est représentée sur la figure II-19 courbe No 3. En-dessous de 850 MeV/c, la diminution de l'angle solide provient du fait qu'un des électrons sort du dispositif et que le gamma ne peut plus être reconnu par ses deux électrons. L'évènement devient alors un évènement à simple trace (fig. II-6).

#### b) Les évènements à simple trace

Lorsque le compteur Cerenkov est dans le déclenchement, les évènements monotraces obtenus sont : soit des électrons célibataires recherchés, soit des électrons identifiés comme célibataires mais qui en fait appartiennent à une paire, soit d'autres particules chargées non rejetées par le Cerenkov.

Si l'on considère la distribution des évènements en fonction de l'amplitude dans les compteurs de H 1 (fig. II-7a), on se rend compte que 60 %



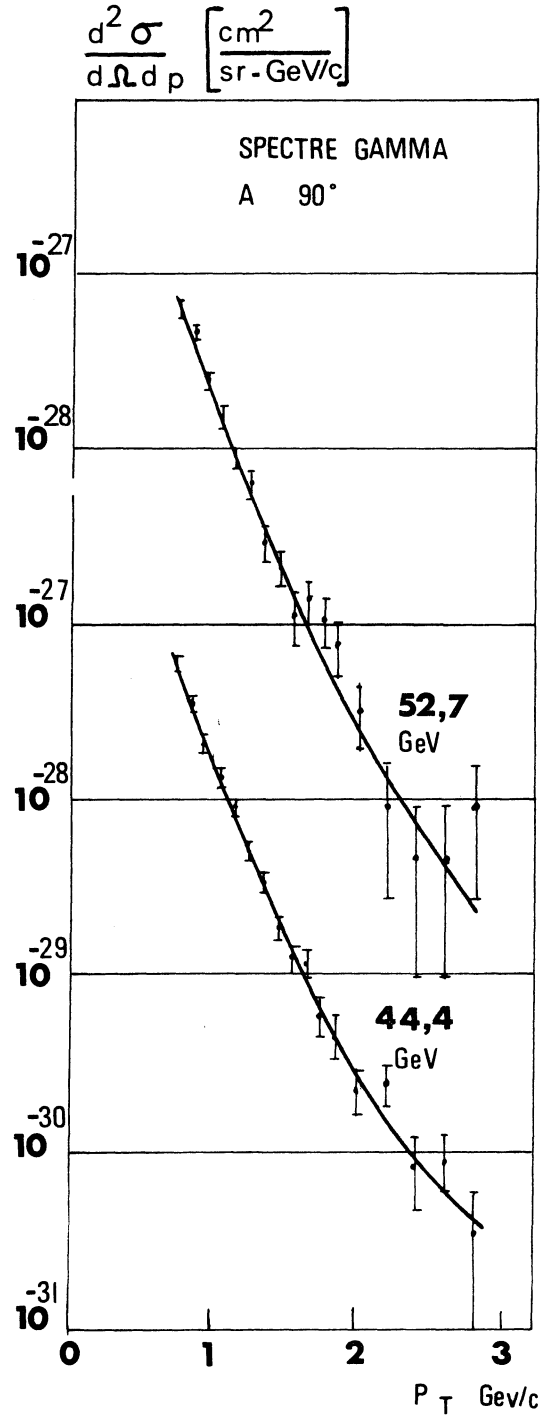


Fig. II-5 : Sections efficaces différentielles pour 2 énergies des I. S. P. de production de gammas à 90° obtenues avec le dispositif expérimental en fonction de l'impulsion transverse du gamma.

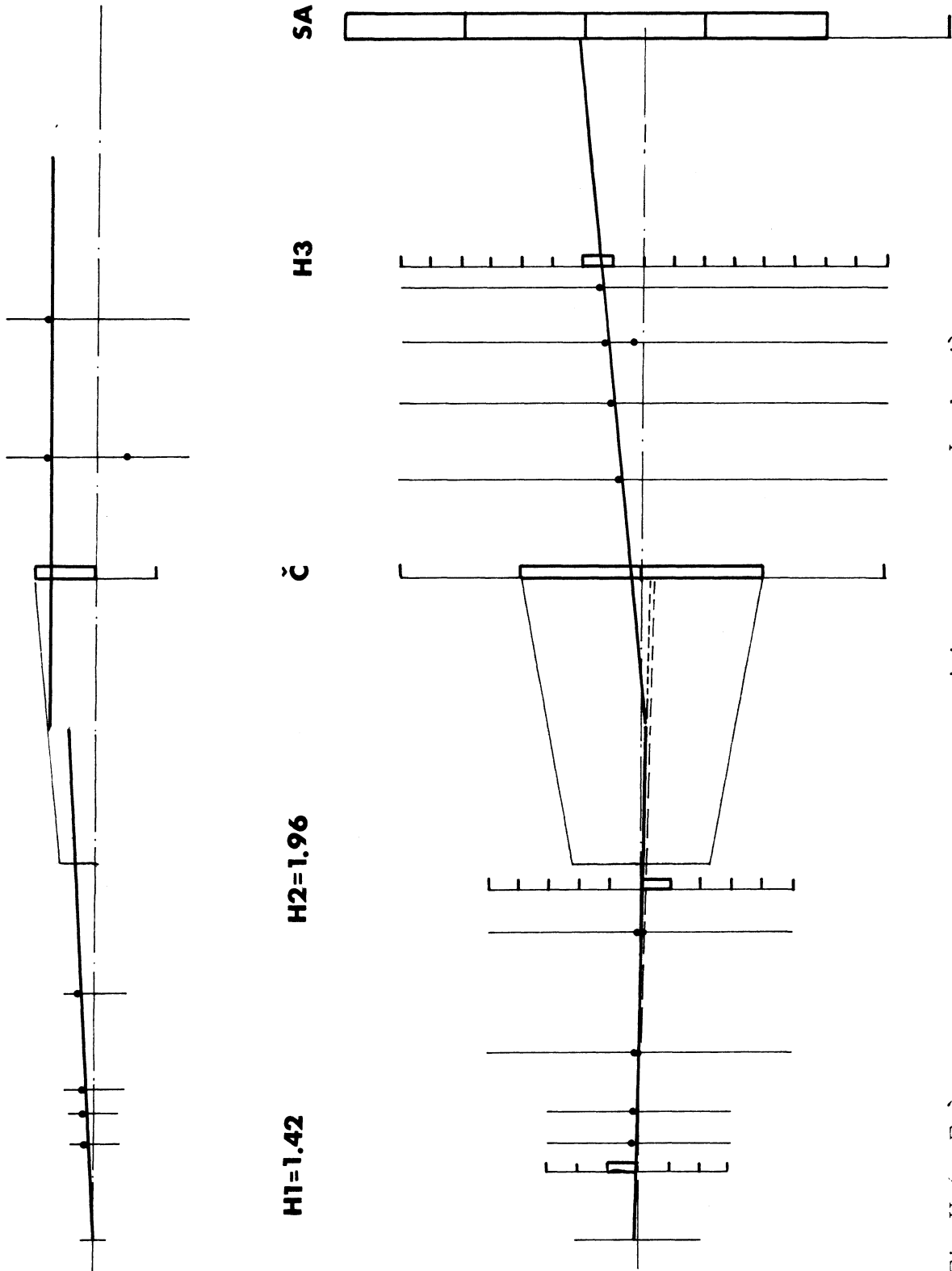


Fig. II-6 : Evènement monotrace ayant pour origine un gamma. Le deuxième électron est perdu après l'aimant. Le gamma est reconnu par les hauteurs d'impulsion dans les hodoscopes H1 et H2.

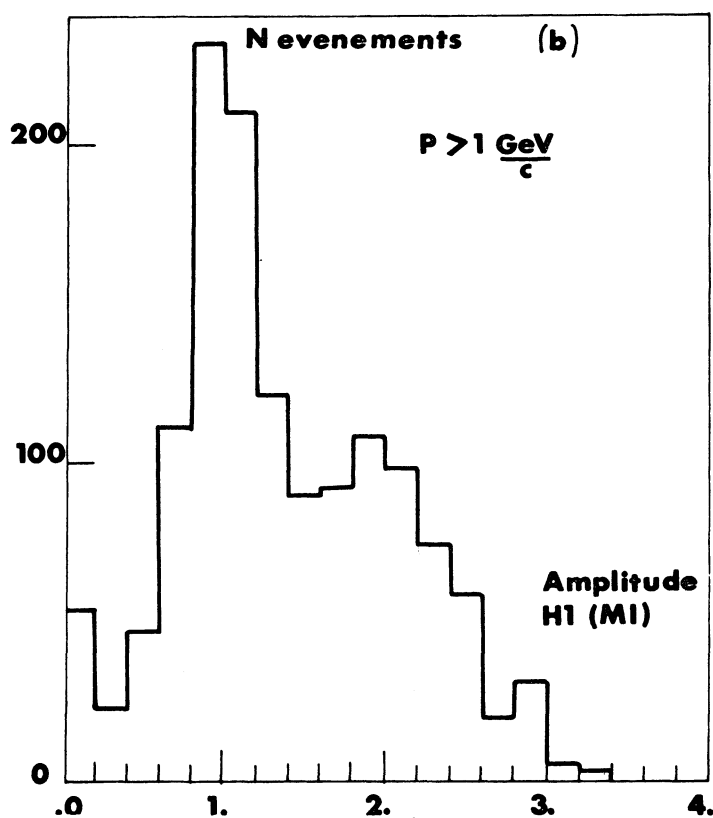
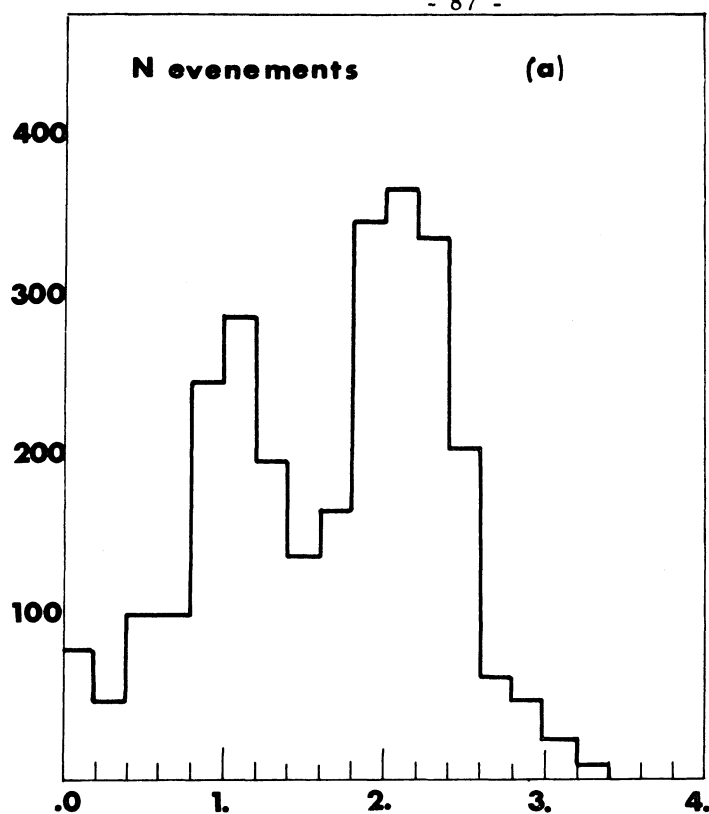


Fig. II-7 : Distribution des hauteurs d'impulsion pour les événements monotraces dans l'hodoscope H1.

a) : tous les événements

b) : événements sélectionnés  $P > 1 \text{ GeV}/c$ .

Pour  $P < 1 \text{ GeV}/c$ , la majorité des événements monotraces vient de  $\gamma$  ; ils sont caractérisés par la présence de 2MI dans le spectre d'impulsion.

des évènements ont des amplitudes correspondant à deux minima ionisants. Cela revient à dire que la moitié des évènements sont en fait des électrons d'une paire. Ils ont donc, comme la majorité des particules chargées correspondant à une amplitude de 1 minimum, des sources hadroniques (les pions principalement).

Comme ces hadrons ont des moments transverses limités, on peut faire une coupure en impulsions transverses pour ne considérer que les grandes impulsions ayant éventuellement des origines non hadroniques.

En rejetant les évènements d'une impulsion inférieure à 1 GeV/c, il n'y a plus que 35 % des évènements qui ont des amplitudes correspondant à 2 minima, ce qui confirme bien qu'il s'agissait principalement d'électrons d'une paire issue d'un gamma produit par un pion neutre.

Cette limite de 1 GeV/c est liée aux possibilités de réjection des évènements gammas par le dispositif. Pour descendre cette limite il faudrait par exemple, mesurer l'amplitude dans chaque compteur de H 2 (tel qu'elle existe sur H 1) mesurer l'amplitude des impulsions délivrés par les photomultiplicateurs de chaque miroir du Cerenkov (pour déterminer si la lumière est produite par une ou deux particules) disposer devant H 1 d'une ou deux chambres à étincelles pour distinguer les gammas qui se convertissent dans H 1 (30 %) (l'absence d'étincelle confirme la conversion du  $\gamma$  dans H 1).

Pour identifier les évènements d'une impulsion supérieure à 1 GeV/c il faut alors procéder à des tests expérimentaux.

#### c) Test trace-compteur Cerenkov

Il arrive qu'un gamma traverse l'appareillage en même temps qu'un pion. Le gamma peut se convertir dans l'épaisseur du Cerenkov et le déclencher. Comme le gamma n'est pas visible devant l'aimant, la trace

reconstruite est celle du pion (fig. II-8).

Il arrive aussi qu'un pion produise dans la cellule du Cerenkov un rayon delta qui déclenche le compteur.

Comme le Cerenkov est divisé en 8 cellules, on peut distinguer dans ces deux cas la cellule du compteur traversée par la trace du pion et celle qui a participé au déclenchement et rejeter les évènements où il ne s'agit pas de la même cellule.

Un critère de sélection des évènements électrons est par conséquent d'exiger que la bonne cellule codée soit associée à la trace avant de l'évènement.

Pour permettre ce test, chaque miroir d'une cellule doit être positionné dans l'espace. Ceci est réalisé comme le montre la figure II-9 (pour le compteur H 2) en vérifiant la distribution des impacts des traces dans le compteur en fonction de la cellule codée et en corrigeant, le cas échéant, la position de chacune par programme. Par suite de la courbure des traces dans l'aimant, les dimensions de chaque miroir d'une cellule doivent être fictivement augmentées de sorte que la surface effective de chacune correspond à 1,2 fois sa surface réelle.

On peut donc distinguer entre les évènements associés à la bonne cellule du compteur Cerenkov et ceux associés à une mauvaise cellule. Sur la figure II-10, nous avons représenté la distribution en impulsion, des évènements associés à la bonne cellule (courbe 1) et des évènements associés à la mauvaise (courbe 2). Lorsqu'on étudie la distribution des impacts de toutes les traces d'évènements d'une impulsion supérieure à 1 GeV/c, on constate que seule les 4 cellules centrales du Cerenkov sont concernées.

Cela veut dire que, les évènements qui ne devraient pas déclencher le Cerenkov et où cela a été le cas, ont une probabilité 3 fois plus grande

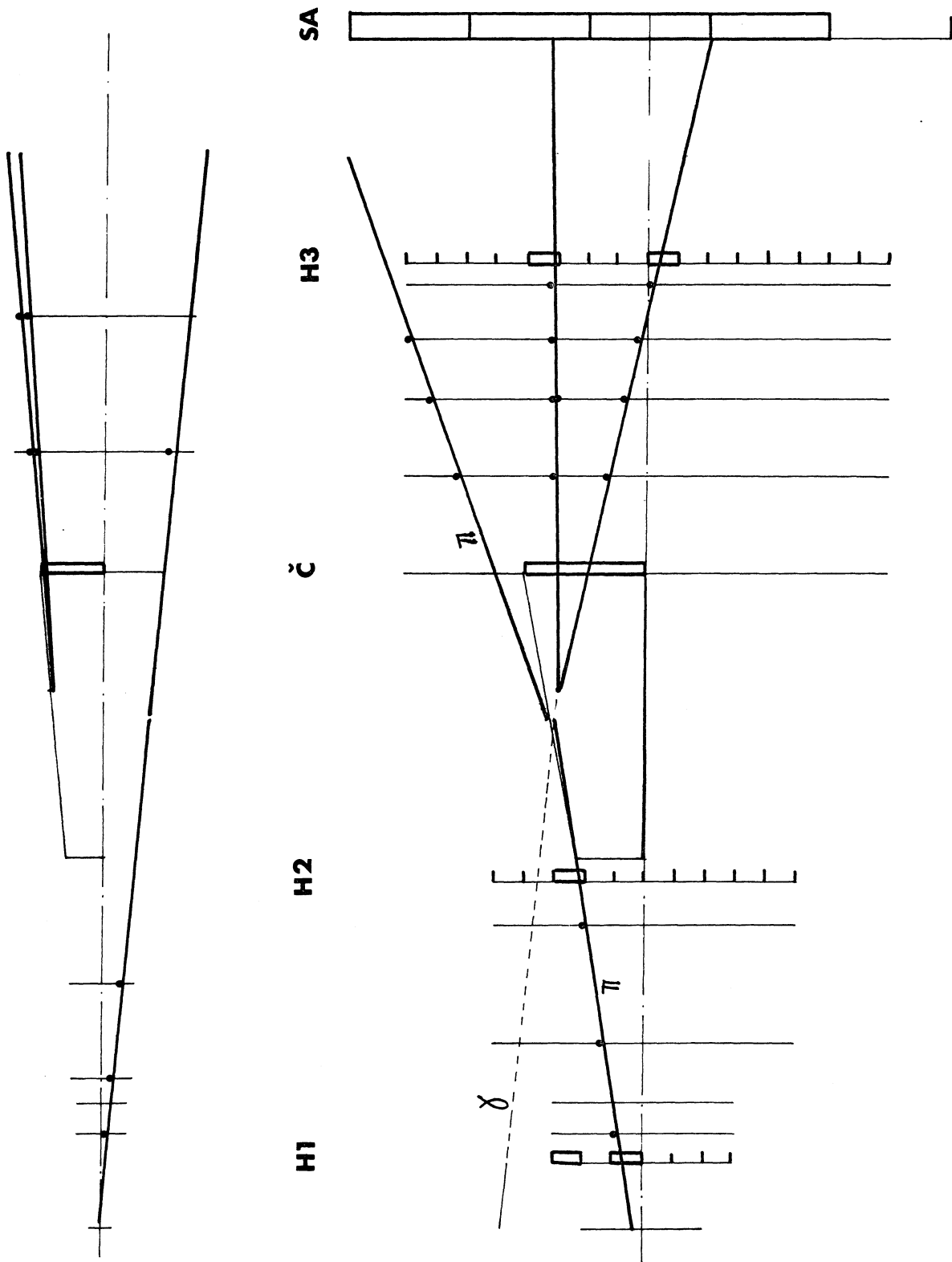


Fig. II-8 : Evènement caractéristique d'un pion validé dans le compteur Cerenkov par un gamma qui s'y converti et le déclenche.

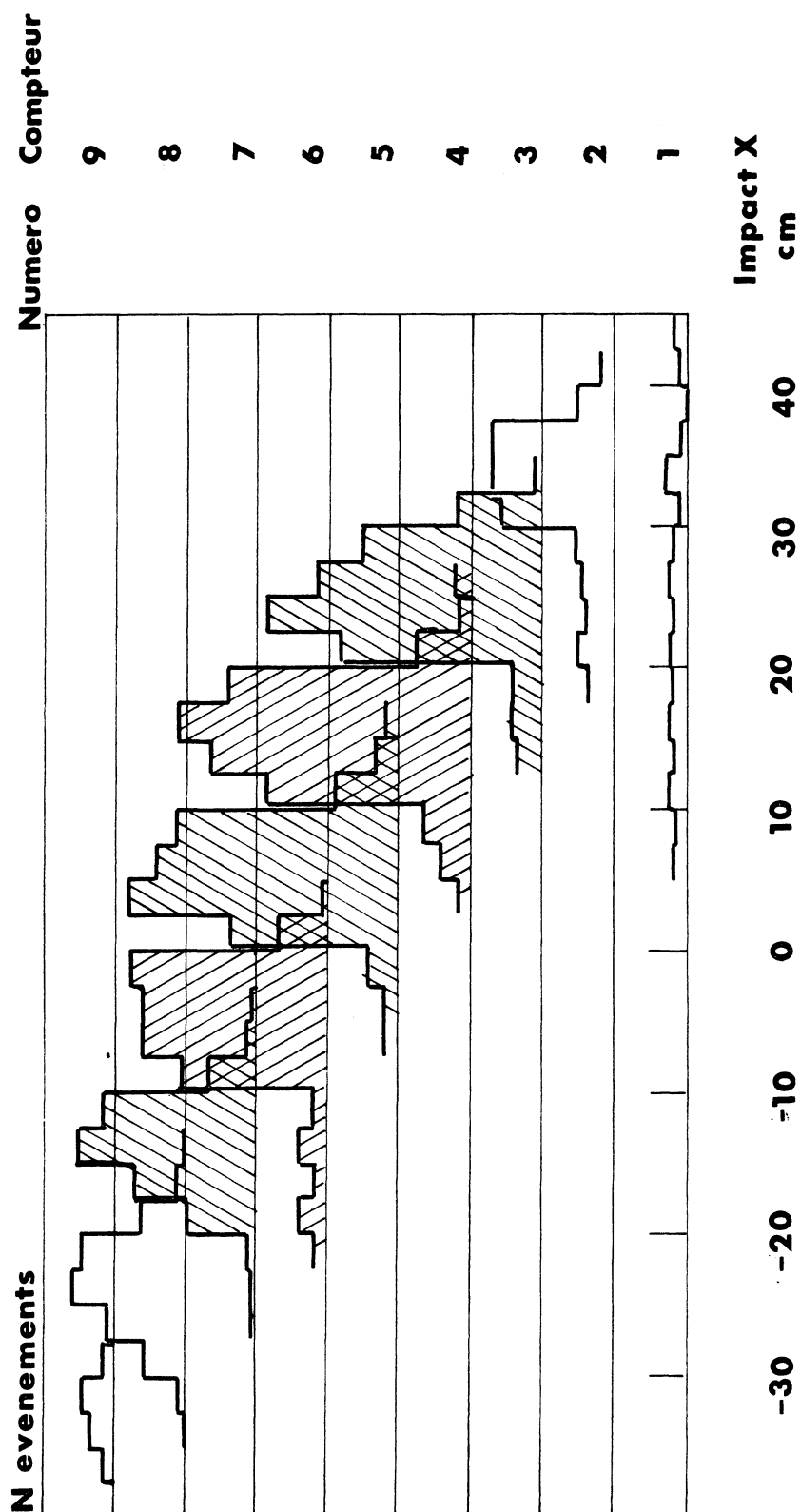


Fig. II-9 : Positionnement dans l'espace des compteurs de l'hodoscope H 2 par la représentation des impacts des traces dans l'hodoscope en fonction du compteur (module) touché. La distribution des impacts dans chaque compteur permet de déterminer sa position et sa largeur effective.

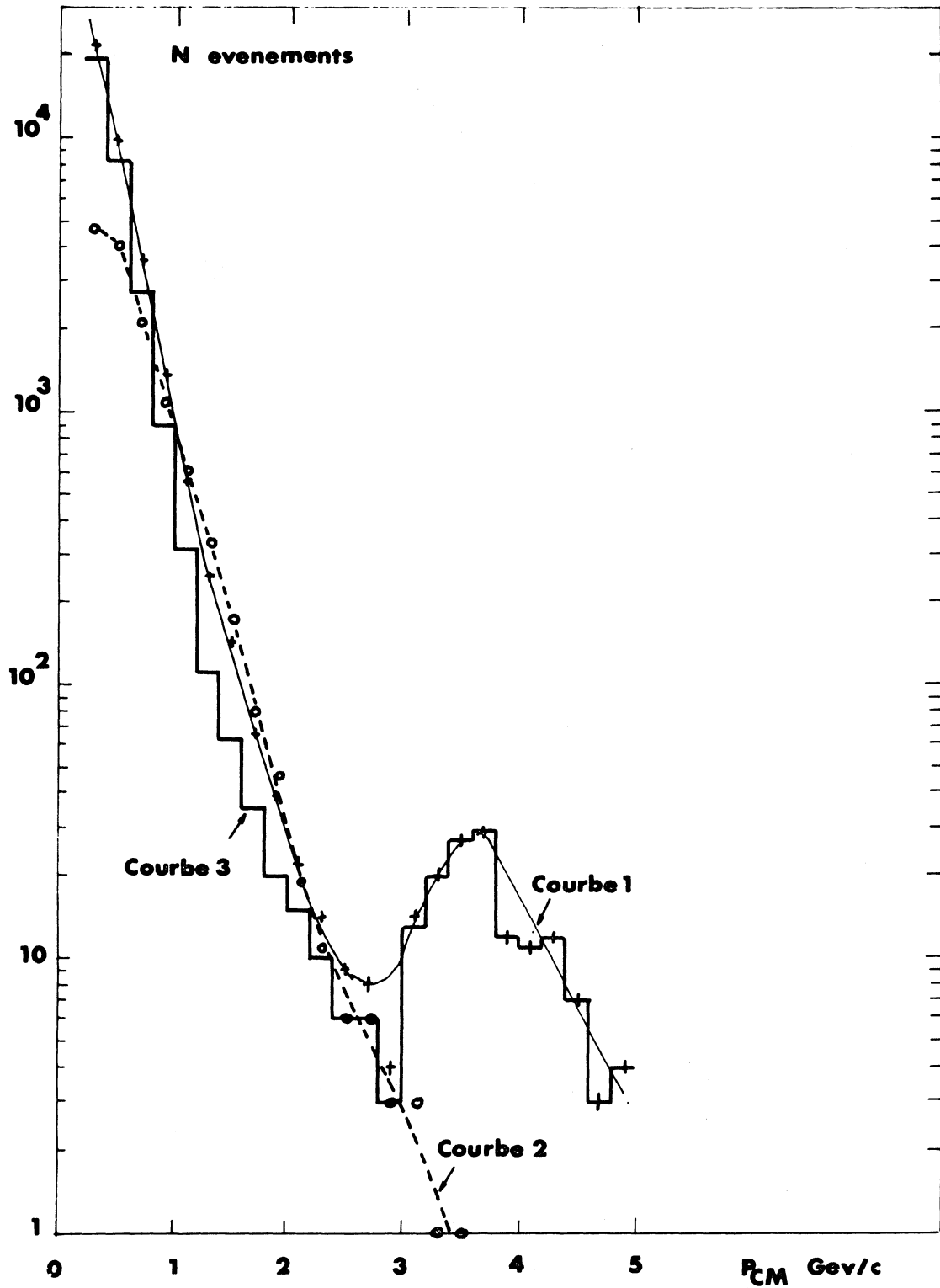


Fig. II-10 : Distribution en impulsion des évènements associés à la bonne cellule Cerenkov (courbe 1) et des évènements associés à la mauvaise (courbe 2) cellule. Parmi les bonnes associations, il en existe des fortuites qui peuvent être estimées à partir de la distribution des mauvaises associations. On en déduit la courbe 3 relative aux bonnes associations (fortuites déduites).



d'être associés à une mauvaise cellule qu'à une bonne. En fait, vu les tolérances ajoutées à la surface du miroir d'une cellule, cette probabilité n'est plus que 2,5 fois supérieure. Si l'on suppose une distribution uniforme des impacts des traces dans les 4 cellules centrales du Cerenkov, on peut déduire, à partir des événements ayant une mauvaise association, le nombre d'événements par cellule, qui ont une association fortuite (en divisant la distribution de la courbe 2 par 2,5). Cela permet de déterminer la distribution des événements ayant vraiment une bonne association (courbe 3).

Ces 3 courbes amènent à formuler quelques remarques : tout d'abord, la courbe 2 relative aux mauvaises associations, montre qu'il n'y en a plus au-delà d'une impulsion de 3,3 GeV/c ce qui correspond à l'impulsion seuil du Cerenkov, pour les pions dans le système du centre de masse. Cela veut dire que les événements qui sont associés à la mauvaise cellule sont principalement des pions. En second lieu, la remontée de la courbe 1 des bonnes associations vers 3 GeV/c est alors due à des pions qui dépassent l'impulsion seuil du Cerenkov.

Pour ces événements, ceci est confirmé par l'amplitude de l'impulsion dans le compteur Sandwich (fig. II-11) qui montre que la majorité d'entre eux sont associés à un minimum ionisant (compte tenu de la résolution).

Enfin les courbes de la figure II-10 permettent de distinguer trois zones d'impulsion. Jusqu'à 1 GeV/c, en impulsion, il y a plus d'événements associés à une bonne cellule que d'événements associés à une mauvaise. C'est le domaine où ce sont principalement les électrons d'une paire qui déclenchent l'appareillage et notamment le Cerenkov ; mais du fait de la faible impulsion, le deuxième électron de la paire sort du dispositif et l'événement est à simple trace. Entre 1 GeV/c et 3 GeV/c, la probabilité que l'autre électron de la paire ne soit pas vu diminue. Les événements correspondant sont alors acceptés en tant que double trace. Ceci fait que, dans ce domaine d'impulsion,

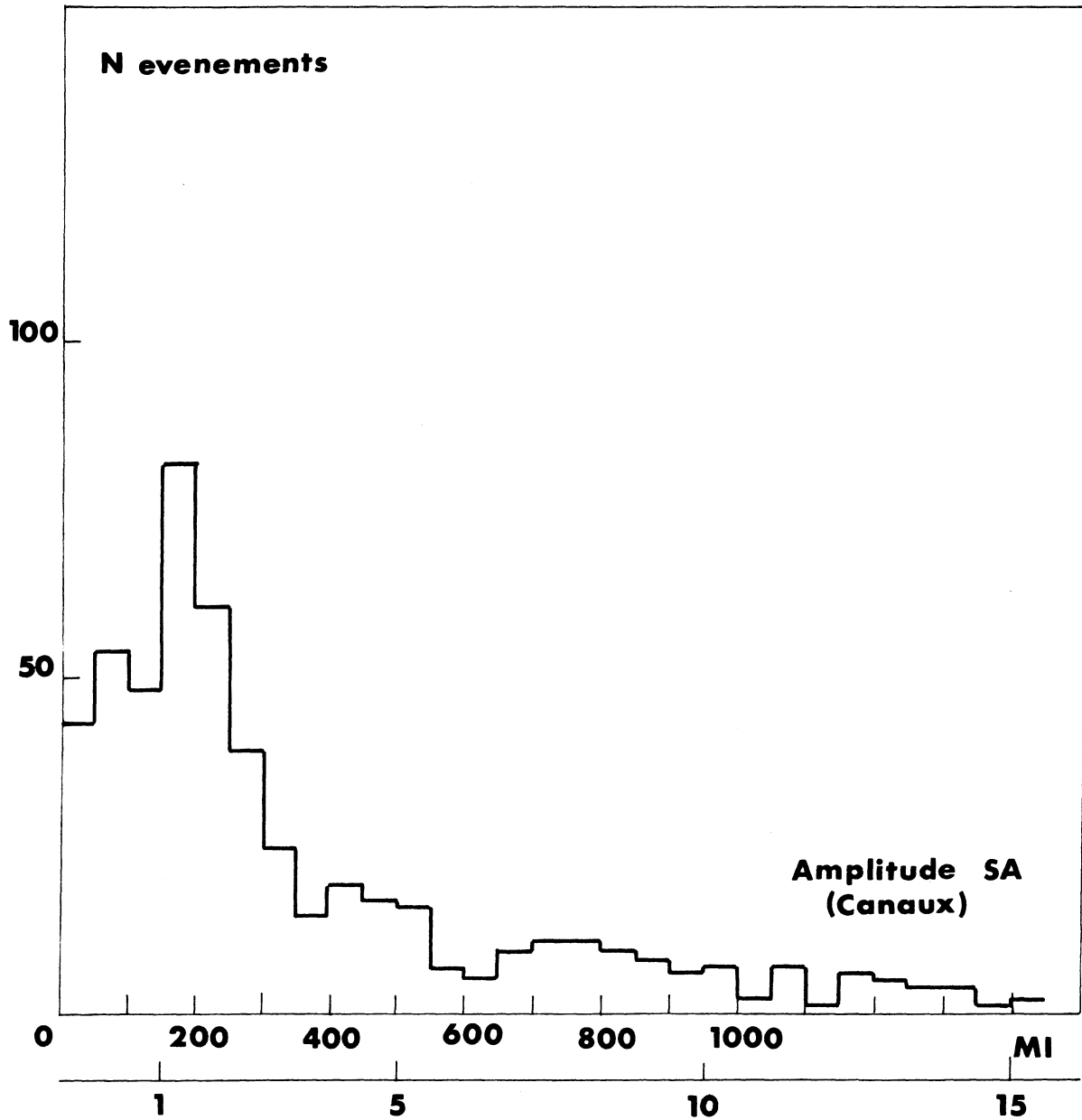


Fig. II-11 : Au-dessus de 3 GeV/c d'impulsion dans le centre de masse la majorité des évènements associés à la bonne cellule Cerenkov a une amplitude dans le SA de 1 MI, cela confirme que la majorité de ces évènements sont des pions.

les évènements à simples traces sont en majorité des pions et la courbe 2 relative ~~aux~~ mauvaises associations trace-cellule est alors supérieure à la courbe 1 relative aux bonnes. Au-delà de 3 GeV/c, l'efficacité du Cerenkov aux pions commence à intervenir et c'est le domaine des pions et éventuellement des électrons de grand transfert.

La figure II-12 représente l'efficacité calculée (voir aussi le paragraphe C-2-b sur l'efficacité du Cerenkov) du Cerenkov en fonction de l'impulsion des pions.

Compte tenu de cette efficacité, nous avons pu déterminer la section efficace de production des pions au-dessus de 3,5 GeV/c<sup>12)</sup>. La figure II-13 représente la section efficace invariante par transformation de Lorentz  $E d^2 \sigma / d^3 p$  (cm<sup>2</sup> . c<sup>3</sup> . sr<sup>-1</sup> . GeV<sup>2</sup>) en fonction de l'impulsion transverse des pions.

Les résultats peuvent être comparés à ceux obtenus<sup>15)</sup> par la méthode du temps de vol pour les pions chargés d'une impulsion inférieure à 1,2 GeV/c et pour les pions neutres d'une impulsion comprise entre 0,7 et 2,5 GeV/c.

#### d) L'amplitude dans le compteur Sandwich

Dans le cas où la trace devant l'aimant est associée à la bonne cellule du Cerenkov, il y a quand même une ambiguïté avec les cas envisagés dans le paragraphe précédent (le gamma se convertit dans la même cellule que le pion qui traverse le compteur ; ou le rayon delta déclenche la même cellule).

Cependant, l'ambiguïté peut être levée à l'aide du compteur sandwich et des chambres à gerbes optiques. Ces chambres sont déclenchées lorsque l'amplitude dans le compteur Sandwich est supérieure à environ 5 minima ionisants.

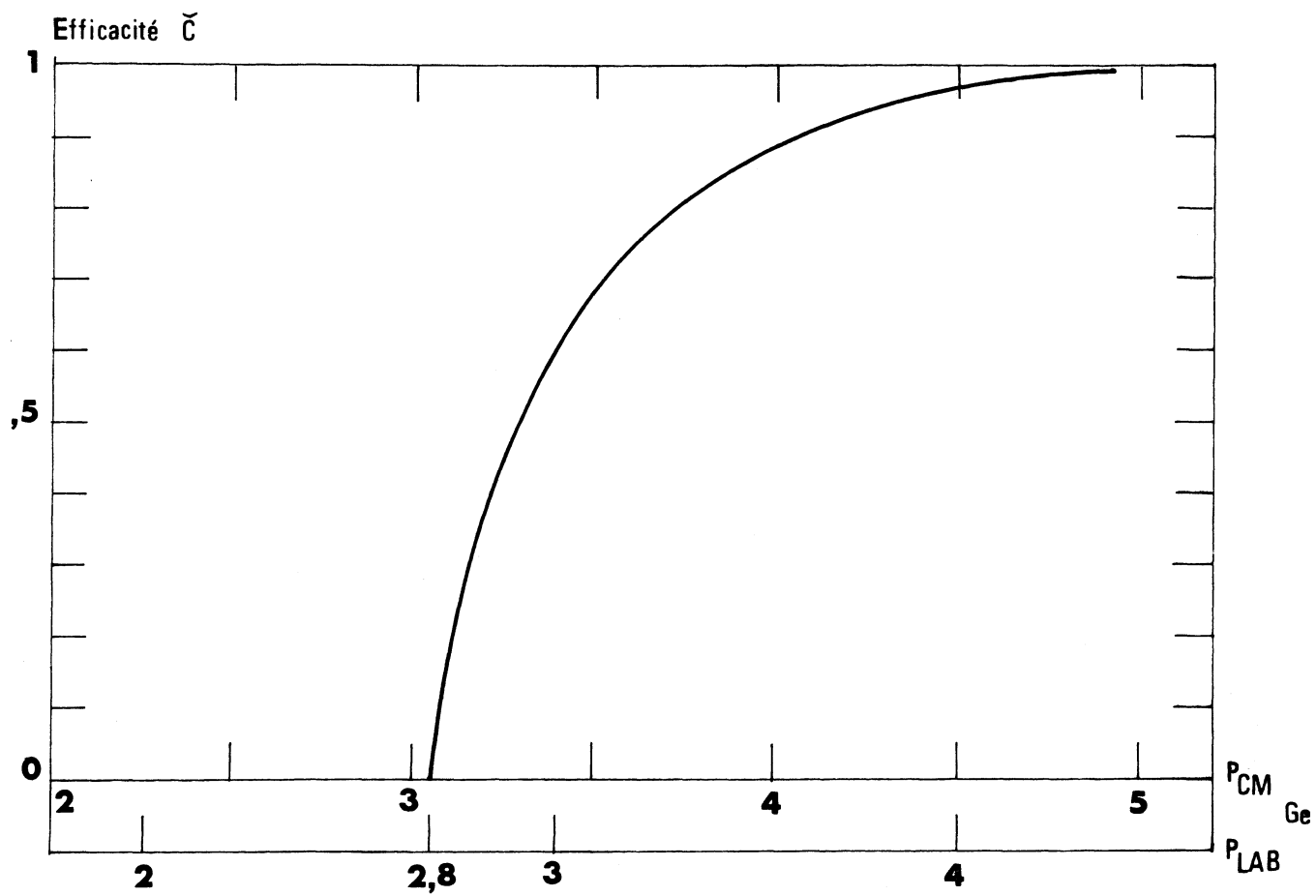


Fig. II-12 : Efficacité calculée du Compteur Cerenkov aux pions en fonction de leur impulsion.

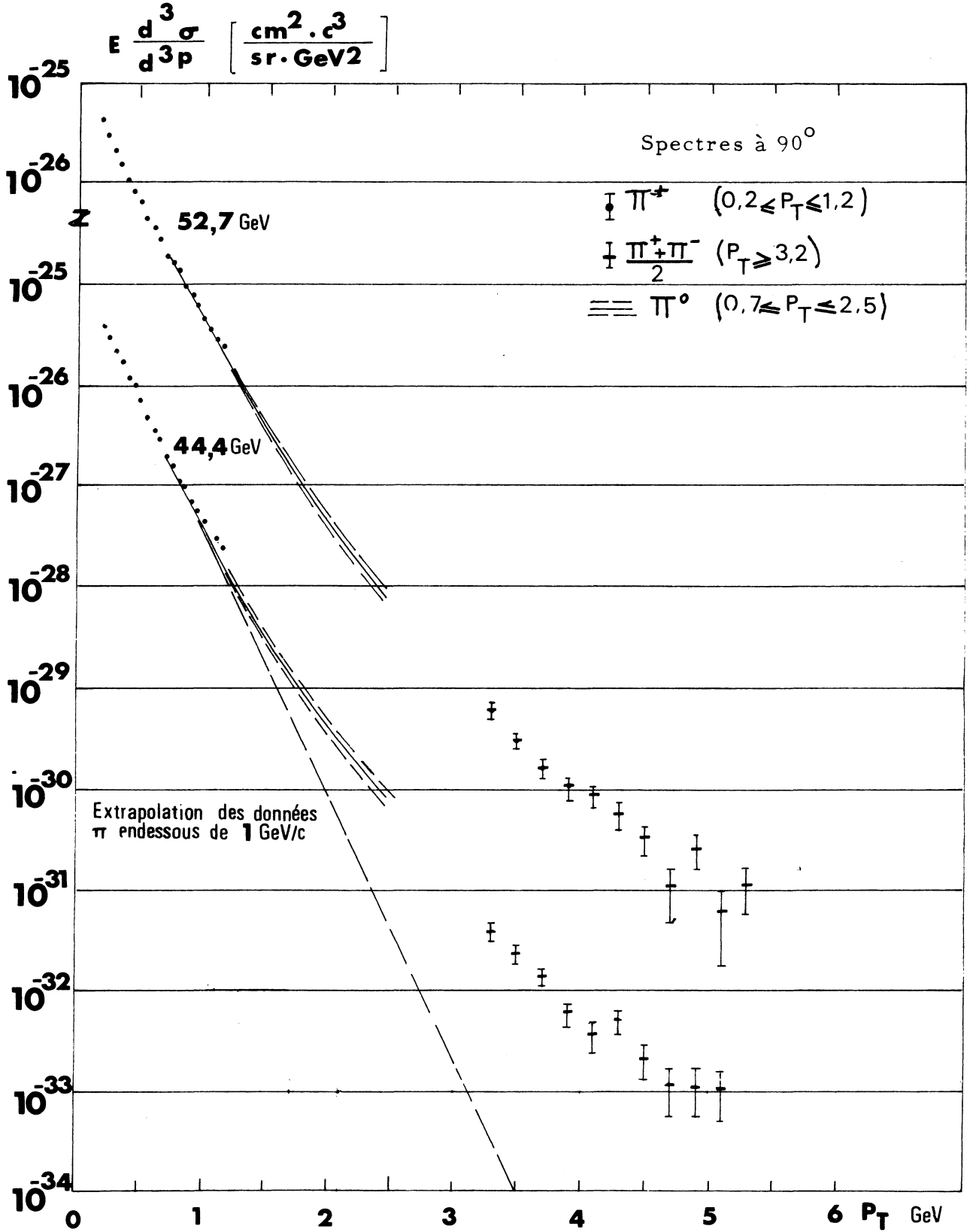


Fig. II-13 : Section efficace invariante par transformation de Lorentz ( $E \frac{d^3\sigma}{d^3p}$ ) en fonction de l'impulsion transverse de production de pions obtenus par la méthode du temps de vol ( $0,2 < p_T < 1,2$  GeV/c) des pions obtenus à l'aide du Cerenkov à seuil ( $p_T > 3,2$  GeV/c) des pions neutres ( $0,7 < p_T < 2,5$ ) calculée à partir du spectre de gammas (Fig. II-5)

Cette amplitude correspond à l'amplitude d'un électron d'une impulsion de l'ordre de 1 GeV/c dans le laboratoire (voir paragraphe I-B-4-b).

De plus on peut tester l'amplitude de l'évènement dans le compteur SA en fonction de l'amplitude que fournirait un électron de même impulsion.

Pour calibrer l'amplitude du compteur Sandwich en fonction de l'impulsion de l'électron, on utilise les évènements gammas (voir signature précédemment définie). Dans le but d'augmenter leur nombre, nous avons fait des mesures avec un courant de 200 A dans l'aimant (au lieu de 800) ce qui a pour effet d'augmenter l'acceptance des gammas.

Comme les amplitudes des différents photomultiplicateurs associés au Sandwich sont sommées dans un seul ADC, l'amplitude correspondante à un gamma d'impulsion  $P_\gamma$  dépend de la somme des amplitudes associées aux deux impulsions  $P_{e^-} + P_{e^+}$  des deux électrons (il faut évidemment que les deux électrons traversent le sandwich). Mais comme l'angle d'ouverture des deux électrons devant l'aimant est faible :  $P_\gamma \sim P_{e^-} + P_{e^+} = P_{\text{électron}}$  équivalent et on peut par conséquent, calibrer l'amplitude en fonction de l'impulsion du gamma équivalent d'un électron. Pour un pion qui traverse le compteur sandwich, il n'y a pas dépendance de l'amplitude à la sortie du compteur avec l'impulsion qui correspond à 1 minimum ionisant (fig. II-11).

Pour les gammas dont l'impulsion moyenne dans le centre de masse est de 700 MeV/c, 900 MeV/c et 1100 MeV/c, nous avons représenté sur la figure II-14-a l'amplitude en canaux de l'impulsion dans le sandwich. On peut considérer une relation linéaire entre l'amplitude et l'impulsion ; de la forme :

$$\text{Amplitude SA en canaux} = 1,08 P_{\text{CM}} - 335 \quad (P_{\text{CM}} \text{ en MeV/c})$$

La figure II-14-b représente la distribution en amplitude des gammas de 900 MeV/c et permet de constater la mauvaise résolution en amplitude du compteur SA. Le test en amplitude ne sera utilisé que pour confirmer les évènements électrons ; ceux-ci sont sélectionnés à partir de l'observation de

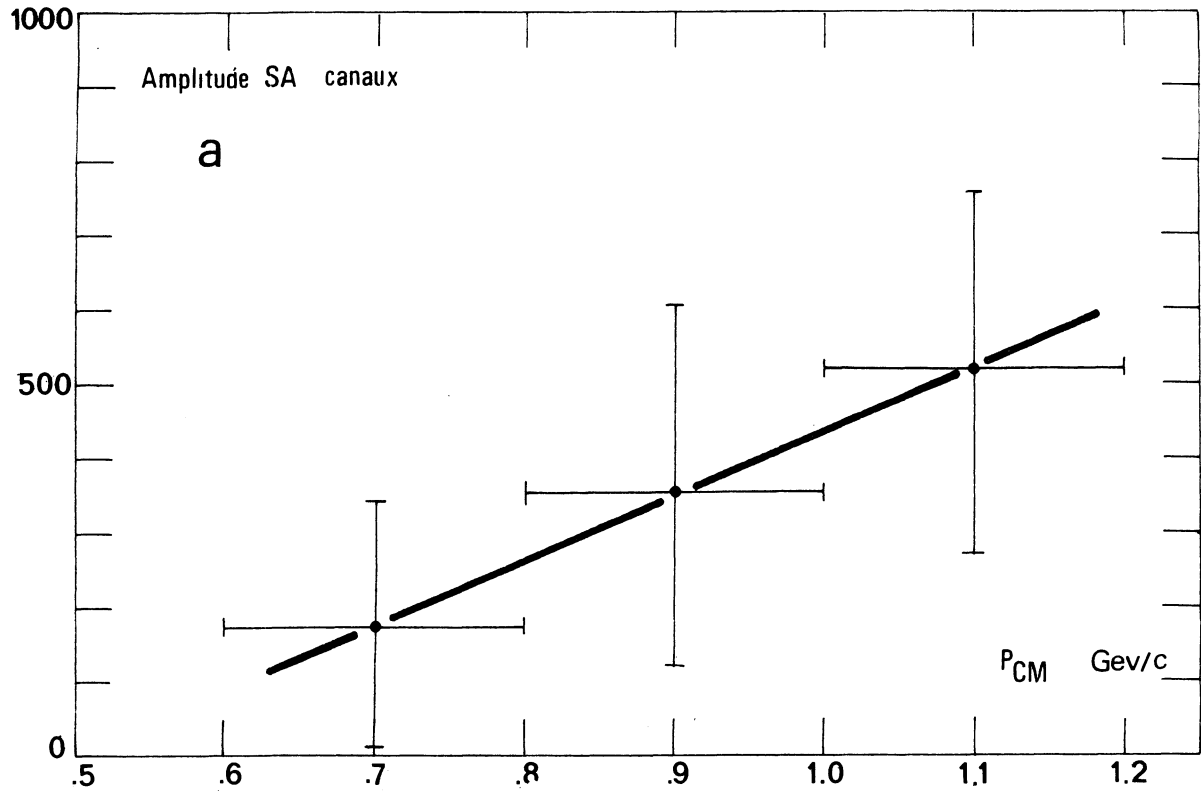


Fig. II-14a : Amplitude du signal de l'électron dans le compteur Sandwich en fonction de l'impulsion.

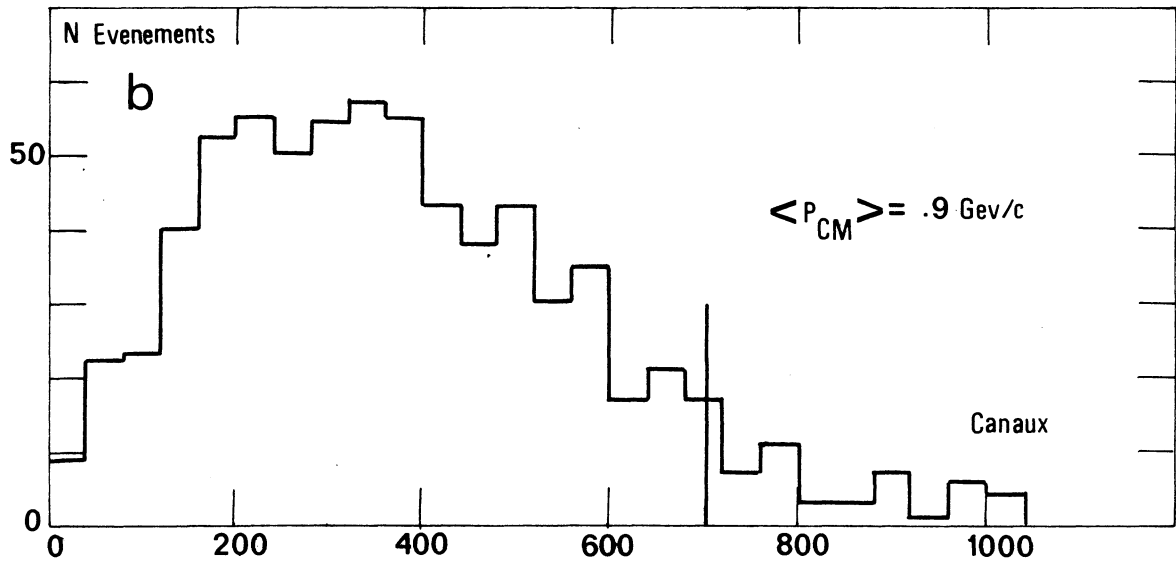


Fig. II-14b : Distribution des amplitudes dans le sandwich pour un électron d'une impulsion moyenne de 900 MeV/c.

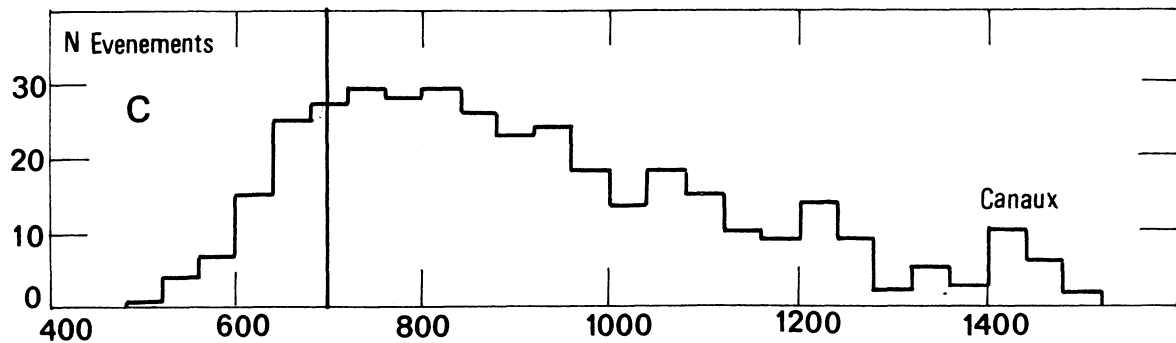


Fig. II-14c : Distribution des amplitudes des événements qui ont déclenché les chambres optiques.

de la gerbe électromagnétique dans les chambres optiques.

e) Observation de la gerbe électromagnétique dans les chambres optiques.

La figure II-14-c montre la distribution en amplitude des événements qui ont déclenché les chambres optiques. Pour éviter l'effet de seuil c'est à dire son efficacité nous n'avons analysé sur le film pris par la caméra que les événements monotrace dont l'amplitude est supérieure à 700 canaux et dont l'impulsion dans le laboratoire est supérieure à 1 GeV/c, dans le but de distinguer une gerbe électromagnétique.

En effet, un pion peut interagir, dans les chambres à gerbes qui précèdent ou dans le sandwich lui-même, avec un proton ou un neutron et donner lieu à une réaction d'échange de charge. Le pion neutre produit se désintègre rapidement et les gammas produits se convertissent en électrons qui peuvent donner une grande amplitude dans le Sandwich. Les chambres à gerbes peuvent donc ainsi être déclenchées indirectement par un pion. Si l'échange de charge se produit dans les chambres à gerbes, il y a très peu de chance qu'une gerbe électromagnétique soit observée dans le prolongement de la trace considérée et l'évènement peut être jeté comme caractéristique d'une interaction d'un pion dans les chambres. Si l'échange de charge se fait dans le SA, la trace du pion dans les chambres à gerbes est parfaitement droite et l'évènement peut aussi être jeté. La figure II-15-a-b, illustre une trace droite (pion) et une gerbe électromagnétique (Electrons). On peut constater que pratiquement tous les événements à gerbes, trouvés (sauf un) sont associés à un bon miroir ce qui confirme la valeur de ce test pour la sélection des électrons.



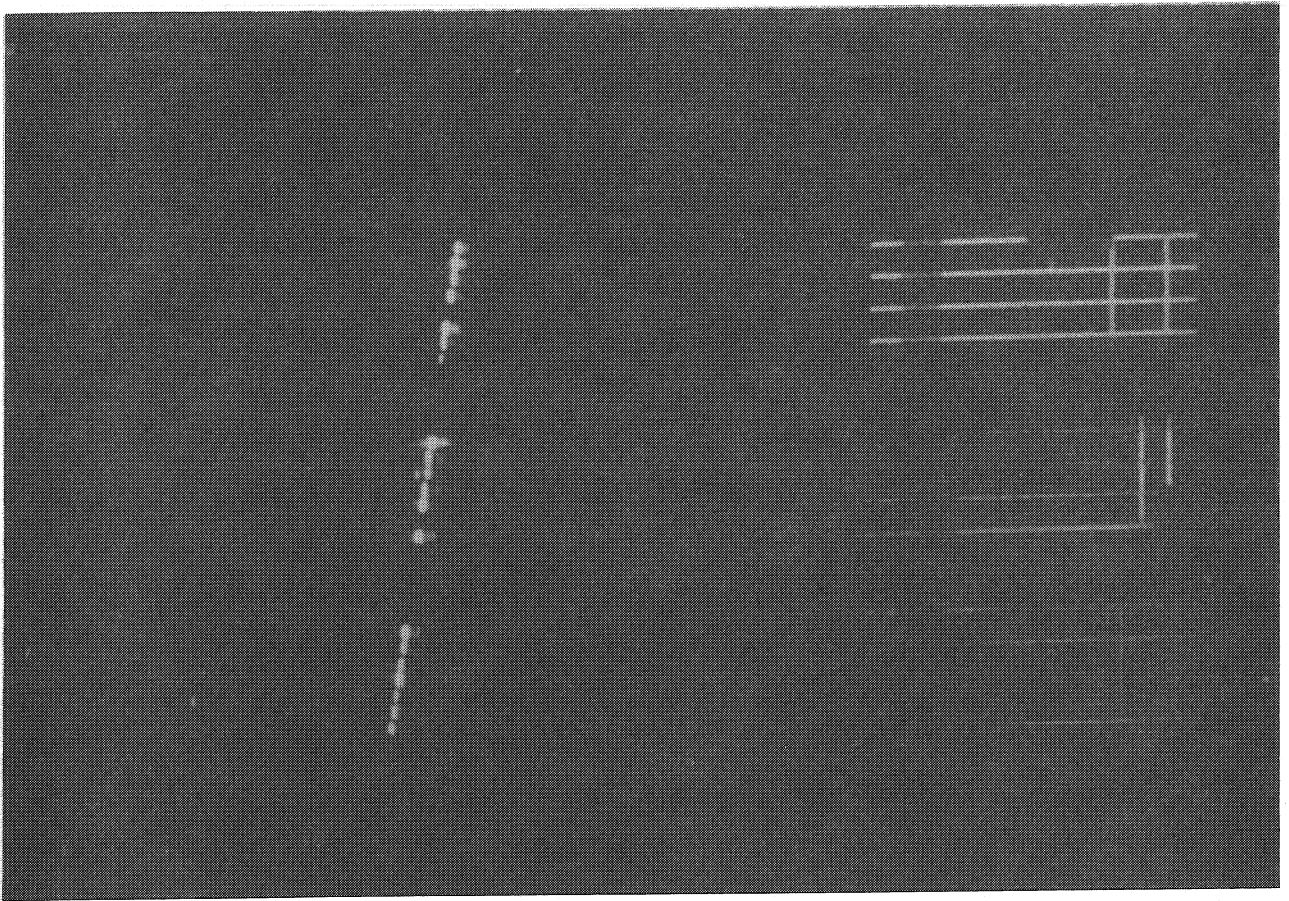
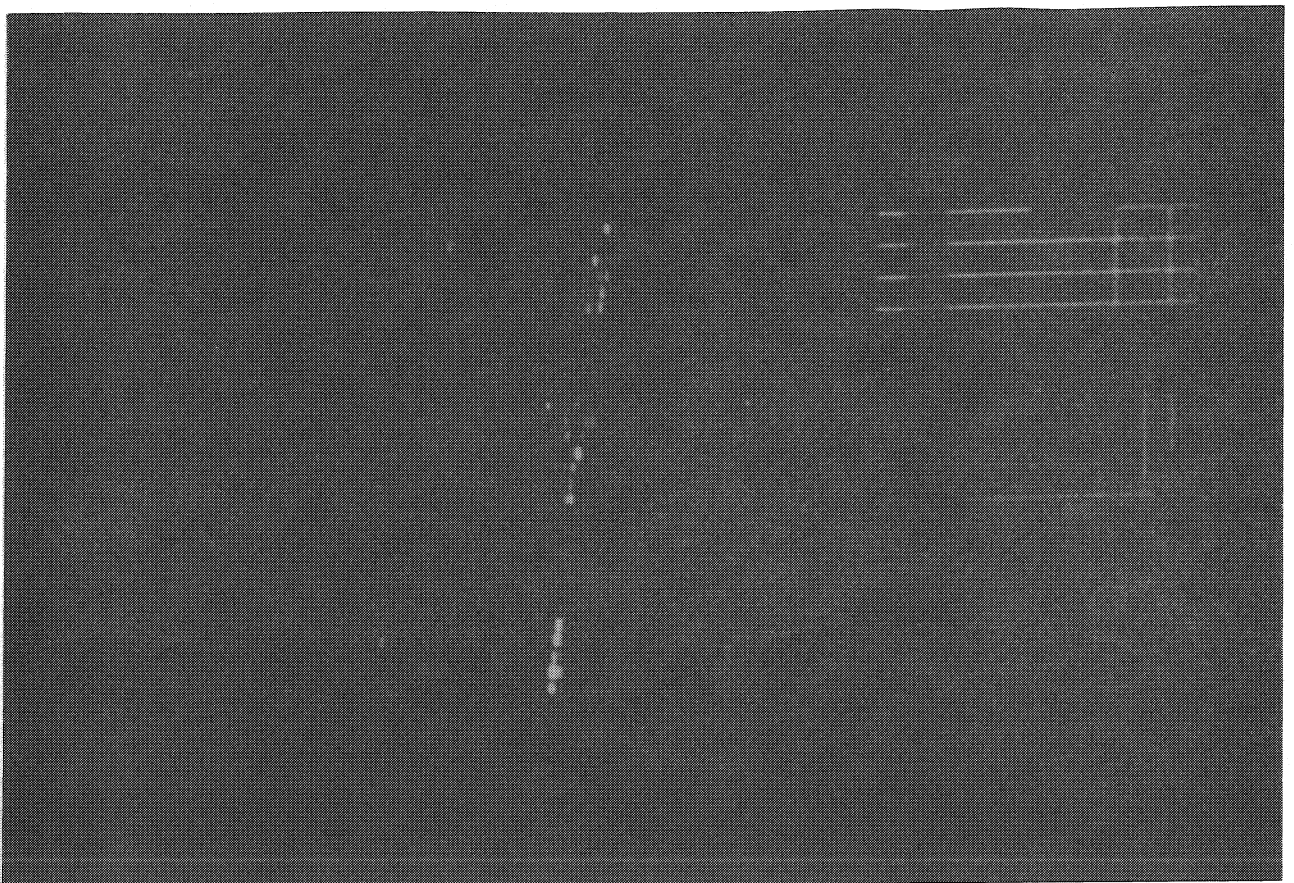


Fig. II-15 a : Trace d'un pion dans les chambres à gerbes



f) Test des amplitudes dans les compteurs de H 1 et de H 2

Pour identifier un électron simple dans le lot des événements qui possèdent une gerbe électromagnétique dans les chambres optiques, nous retenons ceux dont l'amplitude correspond à 1 minimum ionisant dans le bon compteur du banc de H 1 et H 2 traversé par la trace reconstruite.

Pour permettre cette sélection en amplitude, il faut normaliser les amplitudes d'impulsion de chaque compteur. La présence simultanée d'événements pions et de gammas permet de distinguer dans le spectre en amplitude de chaque compteur associé à 1 ADC les pics correspondants à 1 et à 2 minima ionisants (fig. II-16-a). On peut ainsi étalonner chaque ADC par une relation linéaire entre l'amplitude exprimée en minima et l'amplitude en canaux.

$$Y_{MI} = aC_x + b$$

où les constantes a et b sont déterminées pour chaque compteur à l'aide des 2 points. Nous avons ainsi étalonné en minima ionisant les compteurs de H 1 (2, 3, 4, 5) associés chacun à un ADC. Pour les compteurs de H 2 dont les 10 anodes sont groupées sur 1 seul ADC et où les dynodes sont réparties sur 2 ADC (1 à 5 et 6 à 10), l'étalonnage de chaque compteur (anode et dynode) peut s'obtenir en représentant le spectre d'amplitude de l'ADC quand le compteur en question est le seul, de l'hodoscope, à avoir participé au déclenchement.

Sachant que la résolution en amplitude pour 1 minimum ionisant dans H 1 et H 2 est de l'ordre de 0,3 minimum ionisant (largeur à mi-hauteur), la déviation standard en assimilant la distribution à une gaussienne (en fait c'est une courbe de Landau) est :  $\sigma = \pm 0,25$  minimum ionisant. La sélection des événements correspondant à 1 minimum ionisant dans chaque hodoscope dans les limites définies par  $2\sigma$  fait perdre 5 % des événements pour chaque compteur, c'est à dire 0,25 % pour les deux, ce qui est faible.

Pour déterminer la réjection des gammas par le test en amplitude

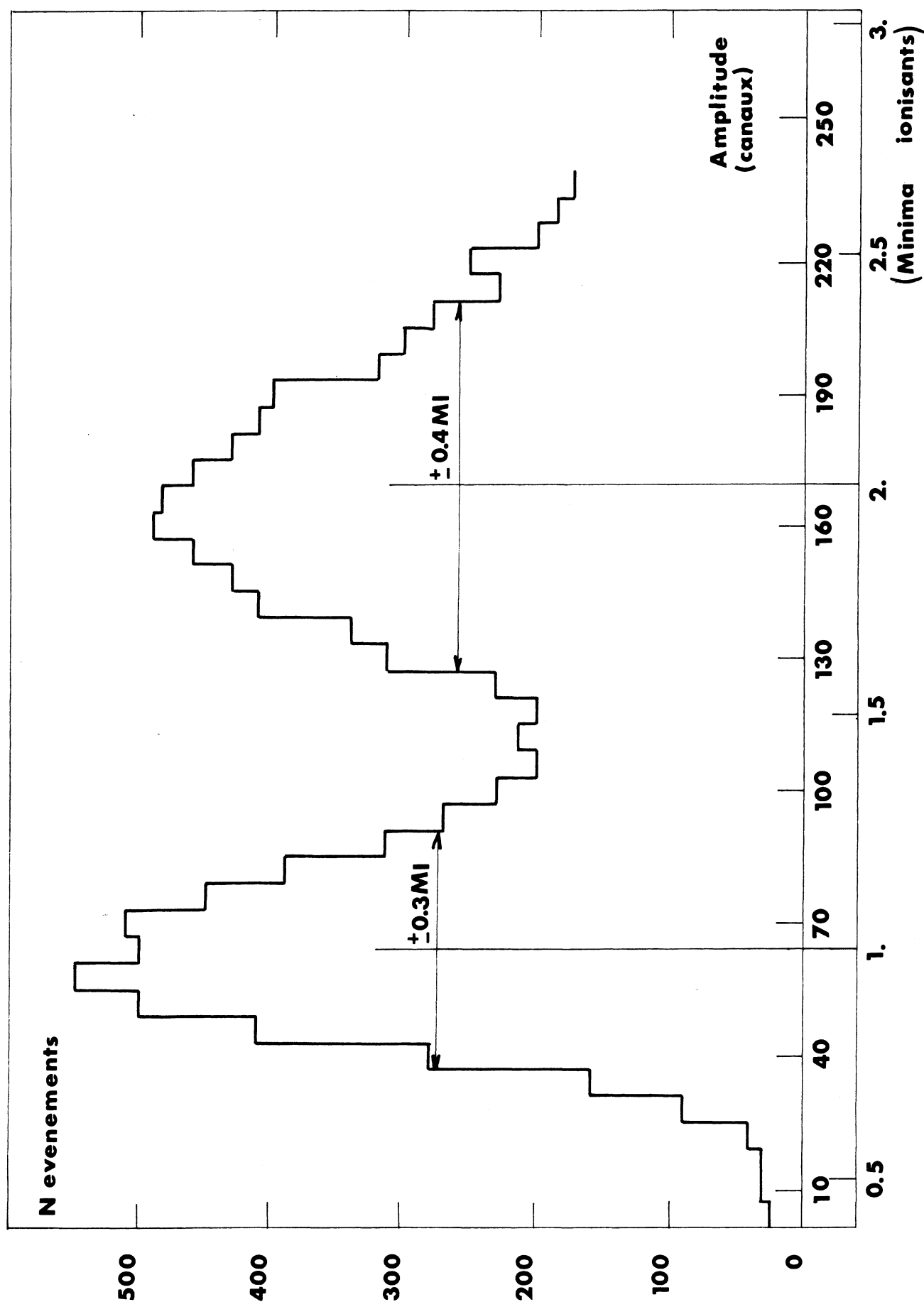


Fig. II-16-a : Distribution des amplitudes dans les compteurs de H 1 et H 2 permettant de distinguer 1 MI et 2 MI et de calibrer l'amplitude en MI.

nous pouvons considérer la distribution des amplitudes de ces événements et mesurer la proportion respective dans H 1 et H 2 des événements associés à  $1 \pm 0,5$  minimum ionisant (fig. 16-b et 16-c).

On détermine ainsi une contamination de 9 % pour H 1 et de 12 % pour H 2. Comme dans le test en amplitude, nous exigeons 1 minimum ionisant dans les deux compteurs. La contamination est en moyenne de 1 %.

#### g) Tests complémentaires

Pour assurer la cohérence de l'événement défini jusqu'à présent par une seule trace complète, une impulsion dans le laboratoire supérieure à 1 GeV/c associée à une bonne cellule du Cerenkov et qui n'a que 1 minimum ionisant dans les compteurs de H 1 et de H 2 traversés par la trace reconstruite, nous exigeons en outre que ces compteurs ainsi que le compteur H 3 traversé par la trace aient participé au trigger.

De plus, l'écart X au centre de l'aimant entre la trace avant et arrière, ainsi que les  $\chi^2$  des traces reconstruites en X avant, Y avant et X arrière doivent être inférieurs aux seuils définis au paragraphe II-B-1-c. Enfin l'impact de la trace avant, dans un plan X, Y ( $Z = 0$ ), doit être dans les limites définies expérimentalement à partir de la distribution des impacts dans ce plan de tous les événements monotrace (fig. II-17). Ces limites définissent la zone d'interaction proton-proton et sont  $X = \pm 20$  cm et  $Y = \pm 2$  cm.

#### h) Résultats

Parmi les 800 000 événements candidats, obtenus par le trigger électron, pour les 3 énergies des ISR, 4 500 seulement sont des événements monotrace d'une impulsion supérieure à 1 GeV/c et 110 sont associés à une gerbe dans les chambres optiques. Finalement, 11 événements satisfont tous les critères cités, et 1 seul satisfait à tous les critères sauf une bonne

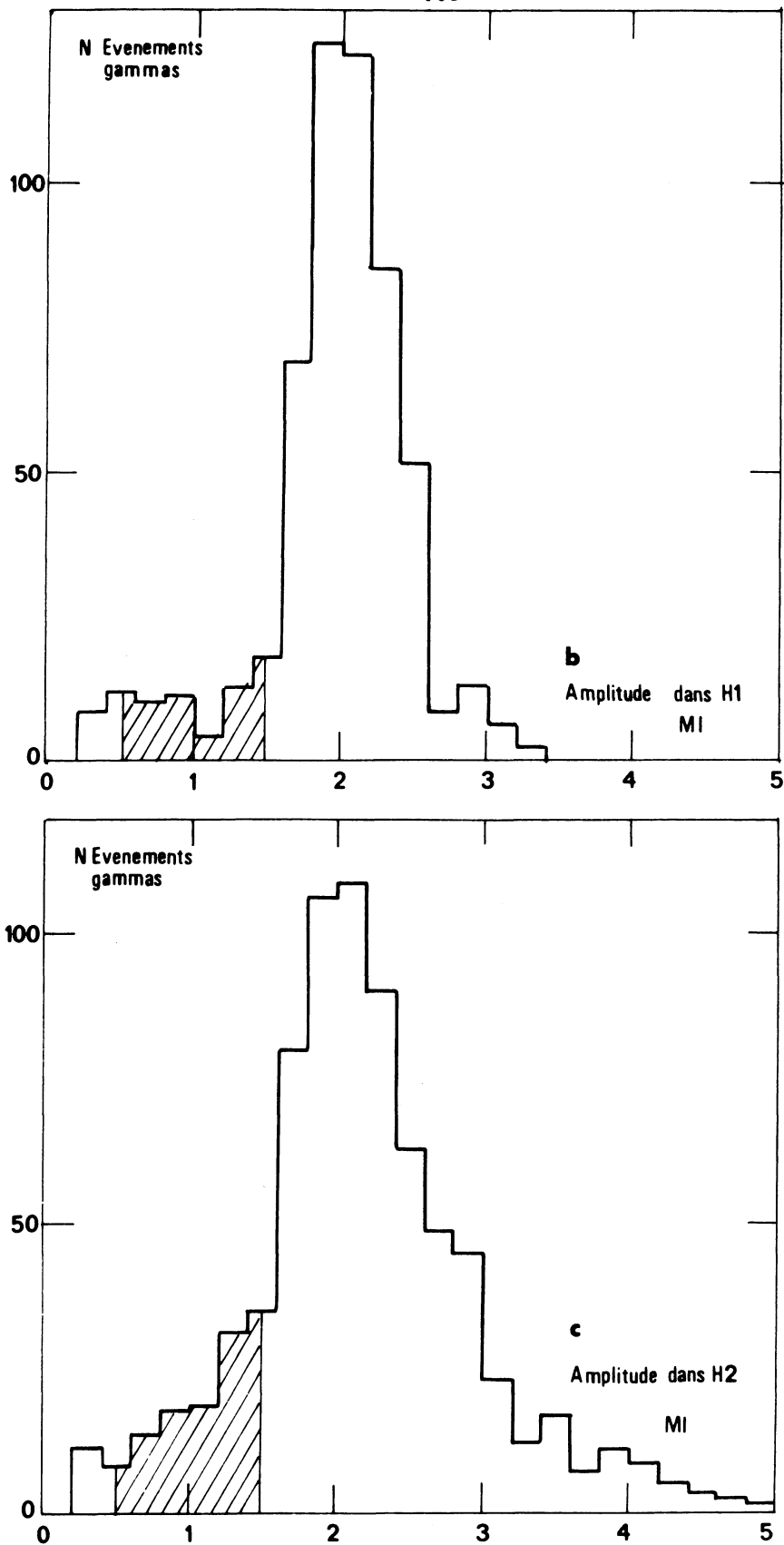


Fig. II-16 b, c : Distribution des amplitudes des évènements gammas, dans les compteurs H1 (b) et H2 (c). Il y a respectivement 9 % et 12 % d'évènements associés à 1 minimum entre les limites de 0,5 et 1,5 MI (parties hachurées)

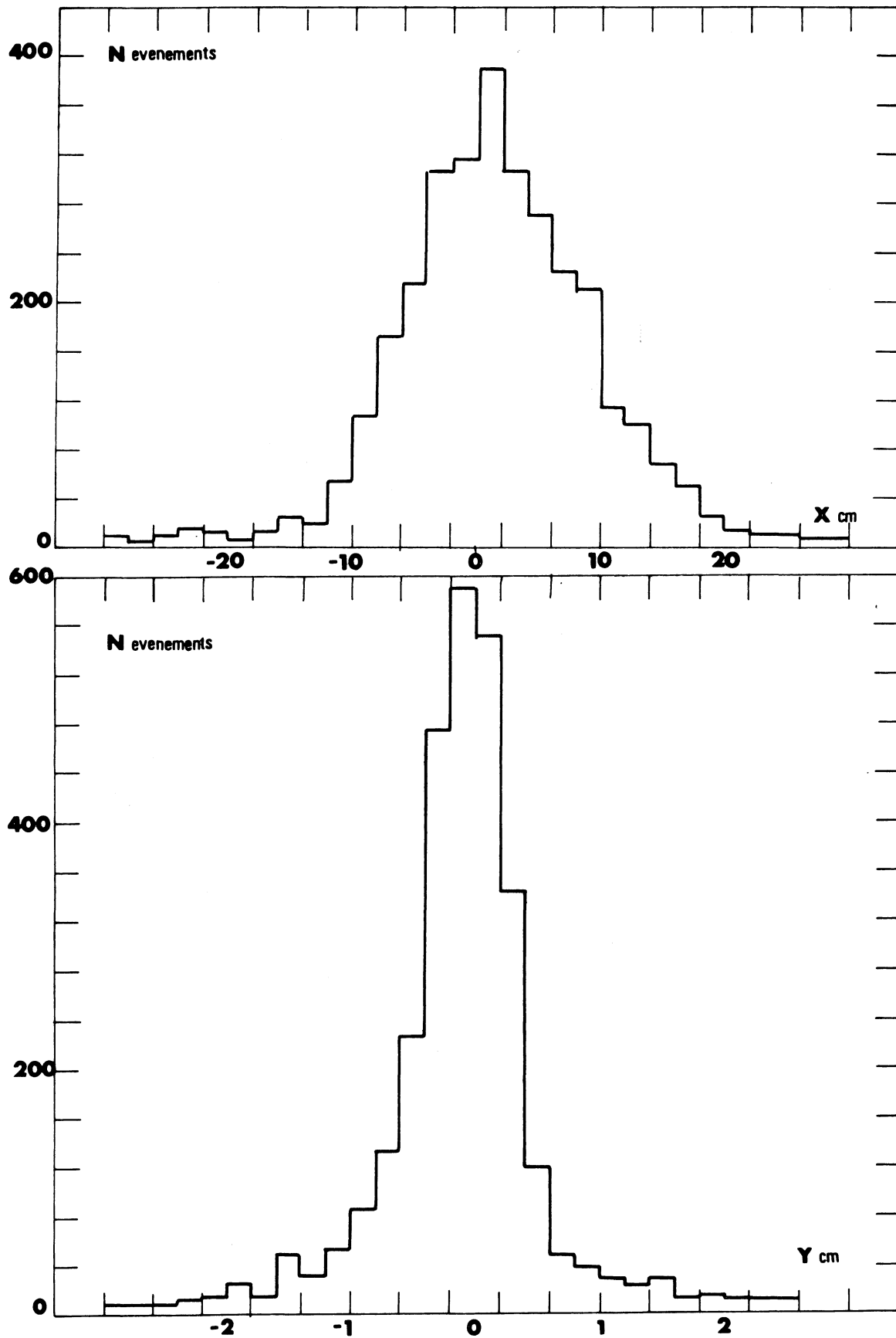


Fig. II-17 : Distribution des évènements monotraces au niveau de la zone d'interaction en X et en Y. On caractérise ainsi le "diamant" et ses limites.

association trace-cellule Cerenkov : ils peuvent donc être, à ce niveau de l'analyse, être considérés comme des électrons simples.

La distribution en impulsion de ces événements est représentée sur la figure II-18 qui montre qu'ils sont situés entre 1 et 2 GeV/c.

### C. LA NORMALISATION DES RESULTATS

Le nombre d'événements trouvés est considéré à ce stade de l'analyse comme le résultat final. En effet, nous avons utilisé toutes les ressources du dispositif expérimental. Avant d'estimer le bruit de fond d'électrons dans le dispositif du à différentes sources hadroniques, nous allons normaliser le résultat et calculer la section efficace différentielle. Elle est donnée par la relation définie au chapitre I.

$$(d\sigma/d\Omega, dp)_p = N(p) / \Delta \Omega(p). \Delta p. \mathcal{E}(p). L \Delta t \quad (1)$$

$N(p)$  est déterminé (avec les événements trouvés) ainsi que  $L$  (voir paragraphe I-A-4). Il faut déterminer  $\Delta \Omega(p)$  l'acceptance du dispositif dans le centre de masse pour des électrons simples d'impulsion  $p$  et l'efficacité  $\mathcal{E}(p)$  de détection de ces événements.

#### 1. Le Calcul de l'acceptance de l'appareillage

Le calcul de  $\Delta \Omega(p)$  est extrêmement compliqué étant donné le nombre de paramètres dont dépend cette grandeur. On peut calculer  $\Delta \Omega(p)$  par une simulation de l'expérience à l'aide d'un programme de Monte Carlo. La méthode consiste à générer dans un programme traité par un ordinateur des pseudo - événements qui représentent aussi fidèlement que possible la réalité.

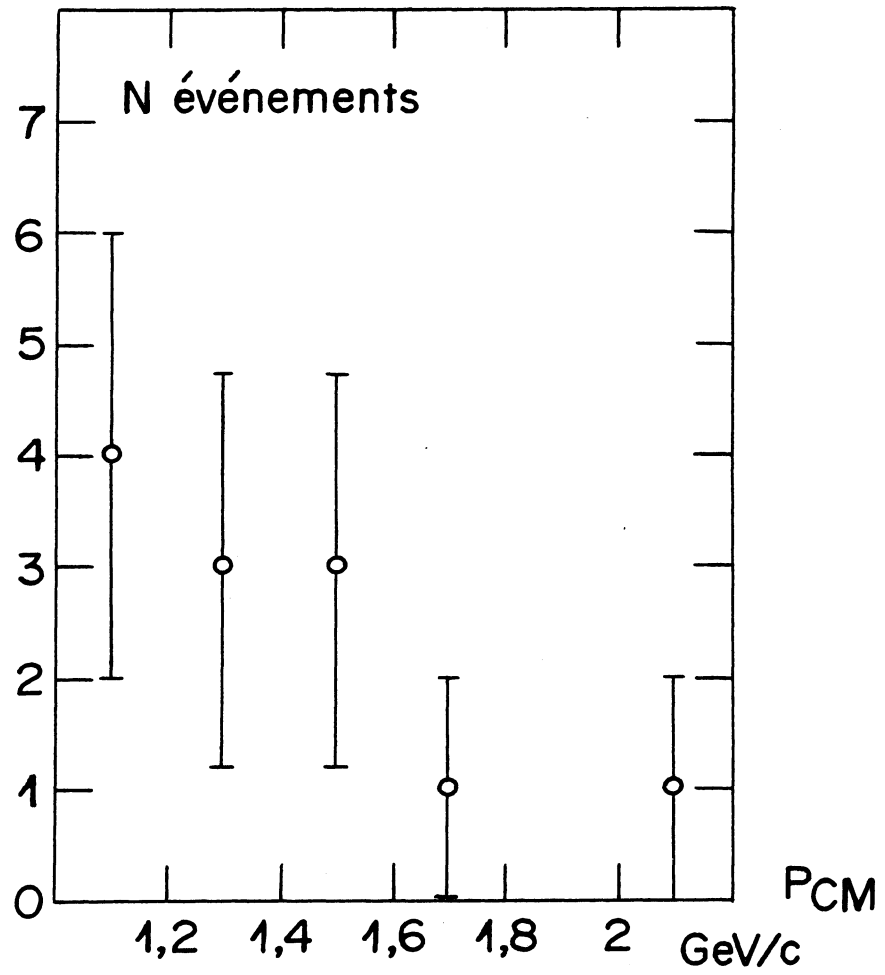


Fig. II-18 : Distribution en impulsion des 12 électrons simples trouvés.



Ainsi les évènements sont générés en direction et en impulsion selon une distribution uniforme. La direction  $(\theta, \varphi)$  est choisie au hasard ainsi que l'impulsion de l'évènement. Le programme teste alors si l'évènement traverse les chambres à fils, l'aimant, les différents compteurs à scintillation etc. . . . Si la réponse est affirmative, l'évènement est classé dans une "case" correspondante à un domaine d'impulsion sinon l'évènement est jeté.

$\Omega(p)$  s'obtient en comparant le nombre d'évènements  $n$  classés dans les différentes cases au nombre total d'essais.  $\Delta \Omega = (\Delta \cos \theta) \Delta \varphi$  où  $\Delta \varphi$  représente l'acceptance azimutale de l'appareillage par rapport à la direction de la particule incidente et  $\Delta \cos \theta$  l'acceptance angulaire horizontale. Si  $\Delta \varphi = 2 \pi$  c'est à dire tous les azimuths sont possibles, le nombre d'évènements qui remplissent une case  $\Delta \cos \theta$  sont  $n = N$  essais.  $(\Delta \cos \theta)/2$  ( $1/2$  car  $\cos \theta$  varie entre  $-1$  et  $+1$ ). Il vient  $\Delta \cos \theta = 2 n/N$  essais  
et  $\Delta \Omega = \Delta \varphi \cos \theta = 4 \pi \cdot n/N$  essais  
où  $4 \pi$  est l'angle solide de génération. De façon générale :

$$\Delta \Omega = \Delta \Omega_{\text{génération}} \cdot n/N \text{ essais}$$

Elle exprime que l'angle solide total du spectromètre est  $4\pi$  fois le rapport du nombre total d'évènements réussis au nombre total d'essais. Dans notre cas, il est inutile de générer des pseudo-évènements dans  $4\pi$  steradians sachant que l'angle solide de l'aimant n'est que de 180 millisteradians. Nous avons alors considéré dans les programmes un angle solide de génération de 0,4 steradians obtenus en générant  $-0,2 < \varphi < 0,2$  et  $-0,5 < \cos \theta < 0,5$ . La figure II-19 représente les résultats des calculs d'angle solide obtenus par cette méthode pour les pions (courbe 1), les kaons (courbe 2), les protons (courbe 3) et les gammas définis par les deux traces d'électrons (courbe 4) ainsi que pour les gammas qui n'ont qu'un seul électron dans le dispositif et pour lequel l'impulsion dans le laboratoire est supérieure à 1 GeV/c (courbe 5). Cette dernière permet de calculer le nombre de gammas qui simulent un électron simple.

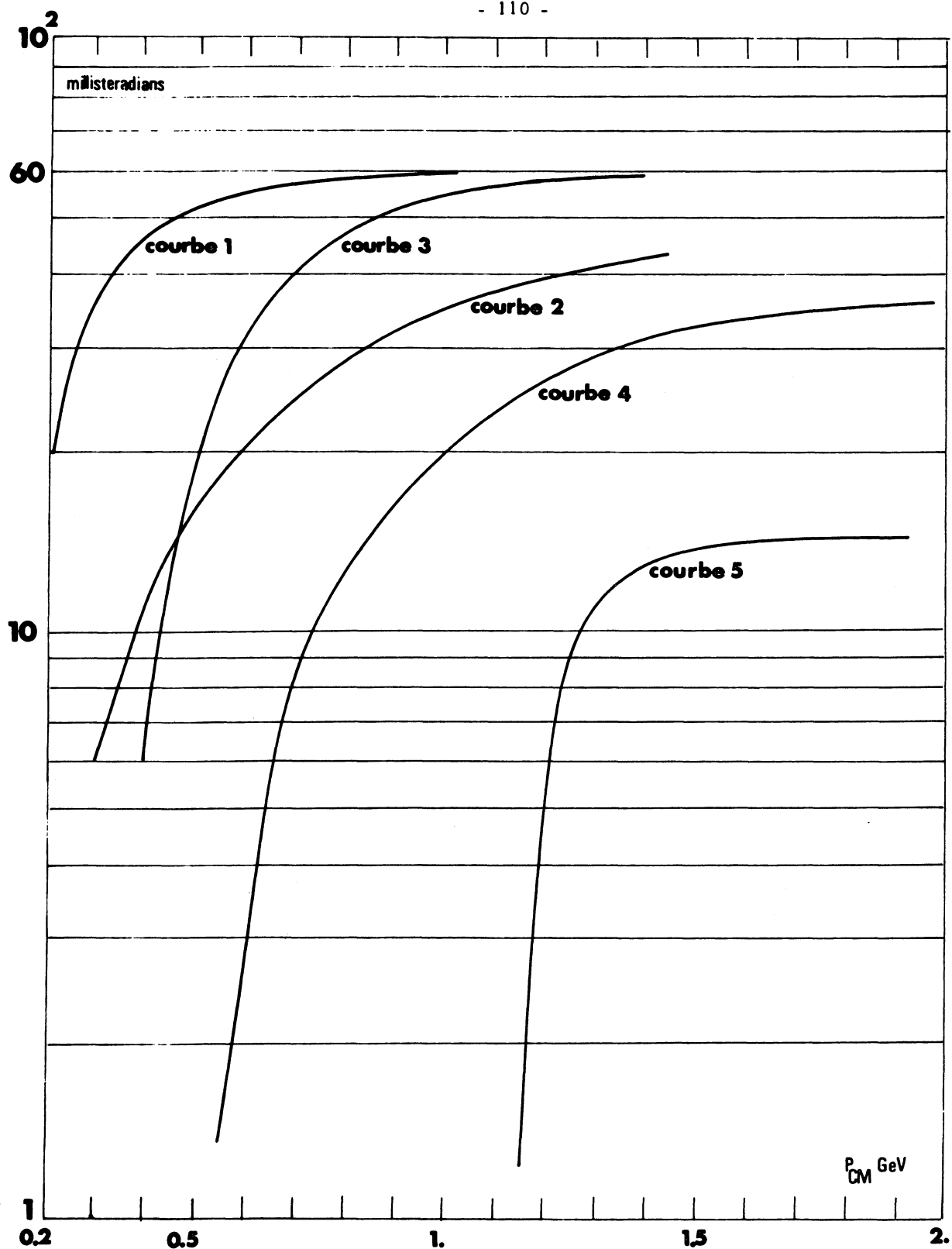


Fig. II-19 : Résultat des calculs d'acceptance par la méthode de Monte Carlo pour les pions (courbe 1), les kaons (courbe 2), les protons (courbe 3), les gammas caractérisés par 2 traces d'électrons (courbe 4) et les gammas caractérisés par un seul électron dont l'impulsion est supérieure à 1 GeV/c (courbe 5) (l'autre est perdu et sort de l'appareillage).

Les différentes acceptances augmentent avec l'impulsion et tendent vers l'acceptance purement géométrique du dispositif qui est de 60 msr dans le système du centre de masse de la réaction proton-proton. En effet, les traces deviennent pratiquement des droites et les effets de perte d'énergie sont négligeables devant l'énergie totale. Nous avons utilisé cette limite pour les pions dont l'impulsion dépasse le seuil Cerenkov et pour les électrons supérieurs à 1 GeV/c.

## 2. L'Efficacité de détection du dispositif

Dans la relation (1), nous avons tenu compte d'une efficacité de détection globale du dispositif expérimental. Cette efficacité peut être décomposée en plusieurs termes d'efficacité, à savoir :

- l'efficacité de chambres, comprise dans un terme d'efficacité de reconstruction avec les télescopes
- l'efficacité du compteur Cerenkov aux électrons
- l'efficacité du compteur Sandwich pour le déclenchement des chambres optiques
- l'efficacité de reconstruction du programme d'analyse.

### a) L'efficacité des télescopes de chambres

Le calcul de cette efficacité doit tenir compte de la manière de reconstruire une trace complète à partir des projections des traces dans chaque télescope et du type d'évènement (efficacité simple trace ou multitraces). Pour les évènements à simple trace qui nous intéressent, il n'y a pas lieu de tenir compte de l'efficacité des chambres Y' qui interviennent uniquement pour les multitraces. En outre, le télescope arrière en Y ne sert qu'à confirmer une trace en Y avant, reconstruite par le télescope avant et n'intervient donc pas non plus. L'efficacité de reconstruction des chambres s'exprime alors par le produit des efficacités de reconstruire une trace dans les

télescopes X, Y avant et X arrière.

L'efficacité de reconstruction,  $\epsilon_{\text{TEL}}$ , d'une trace dans chaque télescope tient compte de la qualité de l'alignement des chambres et de la route choisie pour trouver dans chacune une trace à 3 étincelles au minimum. Elle peut être déterminée à l'aide des événements reconstruits parce qu'il y a redondance d'étincelles dans les chambres (il suffit en effet pour une trace de deux étincelles, mais on exige 3 étincelles alignées pour 4 chambres). Si  $\epsilon_i$  est l'efficacité de la ième chambre prise dans un groupe de 4, la probabilité d'avoir une trace à 4 étincelles alignées est  $\epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \cdot \epsilon_3 \cdot \epsilon_4$  et la probabilité d'avoir une trace à 3 étincelles alignées ou la ième chambre est manquante est  $\epsilon_j \cdot \epsilon_k \cdot \epsilon_l (1 - \epsilon_i)$  avec  $j, k, l \neq i$ . Si N est le nombre de traces reconstruites à 4 étincelles et  $N_i$  le nombre de traces où la chambre i n'a pas fonctionné on peut déduire  $\epsilon_i$  de la relation  $(1 - \epsilon_i)/\epsilon_i = N_i/N$ .

L'efficacité de chaque télescope peut alors s'écrire :

$$\epsilon_{\text{TEL}} = \prod_i \epsilon_i + \sum_i (1 - \epsilon_i) \prod_{m \neq i} \epsilon_m$$

si l'on exige qu'au plus une seule étincelle manque.

L'efficacité de chaque télescope et par conséquent l'efficacité totale des chambres dépend de l'inclinaison de la trajectoire de la particule par rapport aux chambres. L'inclinaison des traces dépend de l'angle d'émission et de l'impulsion des particules. Pour des particules de 1 GeV/c qui ont traversé l'appareillage l'angle d'émission est au maximum de  $20^\circ$  et nous avons alors déterminé l'efficacité de chaque télescope en fonction de l'impulsion de l'évènement ce qui permet de normaliser les résultats plus facilement.

Pour les événements d'une impulsion supérieure à 1 GeV/c nous avons trouvé pour les différents télescopes, les efficacités suivantes :

$\epsilon_{\text{TEL X AVANT}}$	: 95,8 %
$\epsilon_{\text{TEL X ARRIERE}}$	: 96 %
$\epsilon_{\text{TEL Y AVANT}}$	: 98,8 %

Compte tenu de la méthode de reconstruction, l'efficacité totale  $\epsilon_{\text{chambre}}$  est égale au produit de ces trois efficacités et vaut 90 %. Cela correspond à une efficacité moyenne de chaque chambre de 94 %.

Si cette valeur est attribuée à chaque chambre, la probabilité de trouver une trace à 2 étincelles seulement est :  $C_4^2 \epsilon^2 (1-\epsilon)^2 = 6 \epsilon^2 (1-\epsilon)^2 = 1,9 \%$  et à une étincelle seulement est :  $C_4^1 \epsilon (1-\epsilon)^3 = 4 \epsilon (1-\epsilon)^3 = 0,08 \%$ . Donc en rejetant ce genre de trace, on fait une erreur inférieure à 2 % et il est alors justifié de déterminer les  $\epsilon_i$  par la relation  $(1 - \epsilon_i)/\epsilon_i = N_i/N$  en prenant pour N le nombre de traces reconstruites et non le nombre de traces à 4 étincelles. De plus, cette erreur est bien inférieure à l'incertitude sur la luminosité (10 %).

#### b) Efficacité du Compteur Cerenkov

##### Efficacité aux électrons

On peut déterminer l'efficacité du compteur Cerenkov quand celui ci ne participe pas au trigger général. Pour cela on sélectionne dans l'analyse les événements gammas (voir événement double traces).

Comme en général les deux électrons du gamma ne constituent qu'une seule trace devant l'aimant et le Cerenkov, l'efficacité de ce compteur en électron peut se déterminer par le rapport entre le nombre de traces ayant touché la bonne cellule (celle qui est codée) au nombre total de traces.

Nous avons déterminé l'efficacité globale (intégrée sur toutes les cellules) pour le Cerenkov. On peut calculer son efficacité dans l'isobutane. En effet, le nombre de photons dû à l'effet Cerenkov est proportionnel à  $\sin^2 \theta \approx 1 - 1/n^2 \approx 2\eta$  (si  $\beta \sim 1$ ) (avec  $n = 1 + \eta$ ). Le rapport entre le nombre de photons émis dans l'isobutane par un électron et le nombre émis par ce même électron dans l'azote est alors :  $\eta_{\text{iso}}/\eta_{\text{azote}} = 0.00125/0.0003 \sim 4$  ce qui signifie qu'il y a 4 fois plus de lumière dans l'isobutane que dans l'azote pour une particule de  $\beta \sim 1$ . Si un photoélectron ( $N_{\text{ph}}$ ) à la cathode du PM suffit à déclencher le Cerenkov, l'efficacité de celui-ci est  $\epsilon_c = 1 - \exp(-N_{\text{ph}})$ . On en déduit que pour les deux électrons d'une paire, si l'efficacité du Cerenkov rempli d'azote est de 93 %, le nombre de photoélectrons est  $N_{\text{ph}} = 2,5$ . Dans l'isobutane ce nombre est donc de 5 photoélectrons pour un électron. L'efficacité globale du Cerenkov dans l'isobutane est alors de 99 %.

#### Efficacité aux pions dans l'isobutane

Comme nous venons de le voir, le nombre de photoélectrons dû à l'effet de Cerenkov varie avec  $\sin^2 \theta = 1 - \beta^2_{\text{seuil}}/\beta^2$

$$\sin^2 \theta = 1 - P^2_{\text{seuil}}/P^2$$

Le nombre de photoélectrons émis par un pion est alors

$N_{\text{ph}} = N_{\infty} (1 - P^2_{\text{seuil}}/P^2)$ . Pour  $N_{\infty}$  on peut prendre le nombre produit par un électron ( $\beta \sim 1$ ) c'est-à-dire  $N_{\infty} = 5$ . On en déduit la courbe d'efficacité (fig.II-12)  $\epsilon_{\nu_{\pi}} = 1 - \exp \left[ -5 (1 - P^2_{\text{S}}/P^2) \right]$  utilisée pour normaliser les résultats des pions à grand moment de transfert.

#### c) Efficacité du compteur Sandwich

Il s'agit de déterminer la probabilité pour qu'un électron d'une impulsion donnée fournisse une hauteur d'impulsion dans le compteur SA

supérieure au seuil de déclenchement des chambres optiques.

Cette information peut être déterminée à partir de la distribution en hauteur d'impulsion dans le sandwich des événements gammas en mesurant pour différentes bandes d'impulsions, la proportion d'événements qui ont dépassé le seuil de 700 canaux.

L'efficacité du sandwich en fonction de l'impulsion d'un électron est représentée sur la figure II-20.

d) Efficacité du programme de reconstruction

Nous avons analysé un certain nombre d'événements (environ 230) jetés par le programme de reconstruction dans le but de déterminer son efficacité à la reconstruction des simples traces. L'analyse des bandes magnétiques brutes entraîne une mise sur DST de 22 % des événements en moyenne.

Parmi les 78 % jetés par le programme, 1 % environ sont dûs à une erreur d'association de trace au centre de l'aimant et n'auraient pas dû être jetés. L'efficacité est alors de :

$$\epsilon_{\text{og}} = \frac{0,22}{0,22 + 0,78 \times 0,01} = 0,96$$

e) Conclusions

L'efficacité globale considérée dans la relation (1) qui calcule la section efficace est le produit des différentes efficacités à savoir :

$$\epsilon_{\text{chambre}} = 90 \% \quad ; \quad \epsilon_{\text{c}} = 99 \% \quad ; \quad \epsilon_{\text{prog}} = 96 \%$$

et  $\epsilon_{\text{SA}}$  = fonction de l'impulsion de l'électron (fig. II-20)

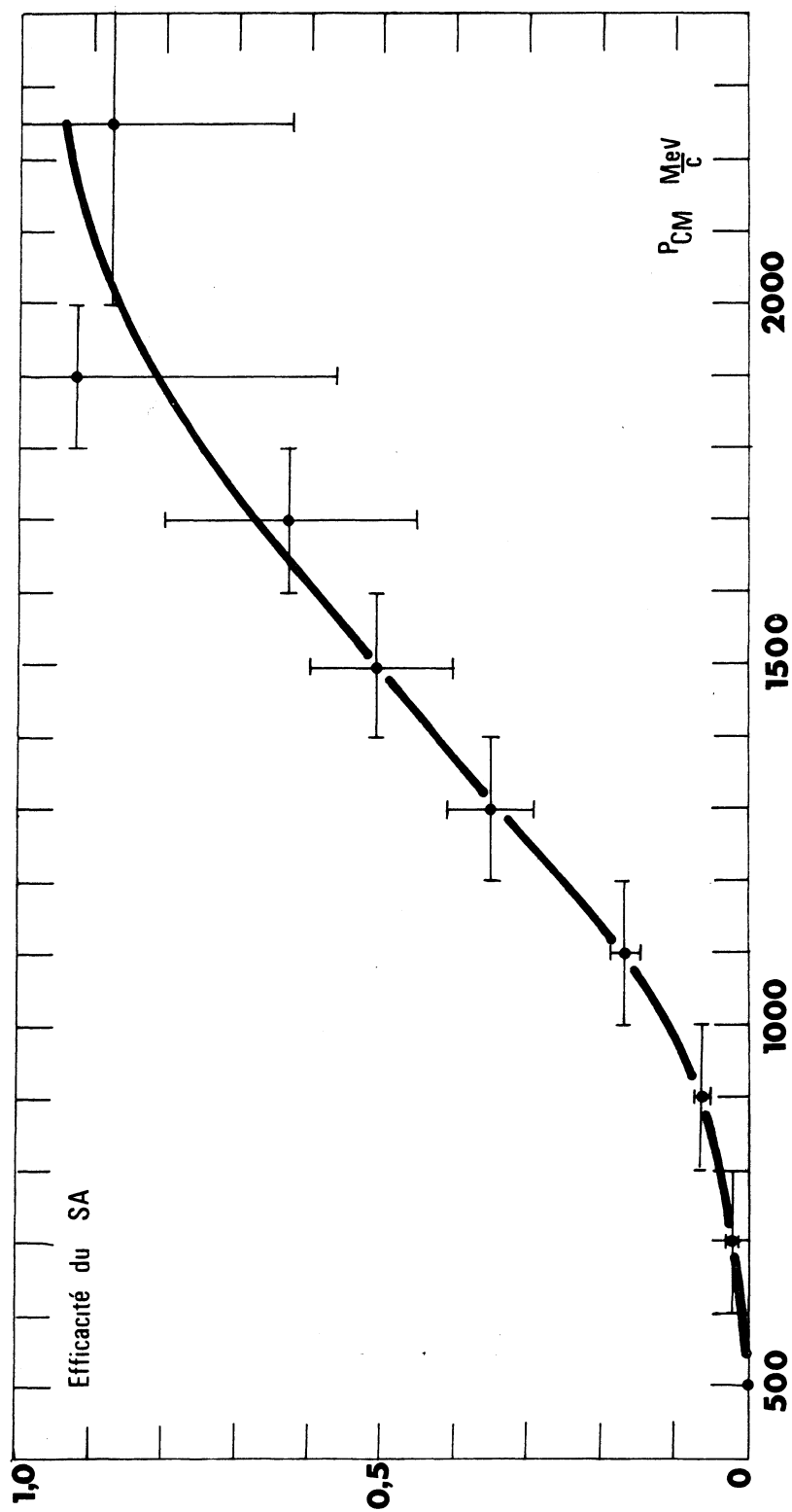


Fig. II-20 : Efficacité du compteur sandwich au déclenchement des chambres à gerbes en fonction de l'impulsion de l'électron.



### 3. L'Erreur sur la détermination de l'impulsion

L'impulsion d'un évènement est fonction de l'angle entre les traces devant et derrière l'aimant. La relation (voir paragraphe I-B-2-c) qui détermine l'impulsion est  $P = 103/\Delta \sin \theta$ . Il en résulte que  $\delta P/P = (P/103) \cdot \delta(\Delta \sin \theta)$  c'est à dire que l'erreur relative sur l'impulsion est proportionnelle à l'impulsion et à  $\delta(\Delta \sin \theta)$ , l'erreur angulaire entre les traces avant et après l'aimant. Cette erreur à 2 causes :

- la dispersion angulaire des deux traces reconstruites devant et derrière l'aimant.

Cette dispersion a pour origine la dispersion des étincelles dans les chambres, autour de la position de la trace reconstruite. Cette dispersion des étincelles a elle-même pour origine, la diffusion multiple de la particule tout au long de sa trajectoire, mais principalement la résolution spatiale des chambres.

Nous désignerons par  $\sigma_{\text{fit}}$  l'écart standard de cette distribution angulaire assimilée à une gaussienne.

- la dispersion angulaire entre la trace avant et la trace arrière due à la diffusion multiple dans l'épaisseur du Cerenkov. Nous désignerons par  $\sigma_{\text{mult.}}$  l'écart standard de cette distribution.

#### Evaluation de $\sigma_{\text{fit}}$

La définition des traces de part et d'autre de l'aimant est obtenue à l'aide de la méthode des moindres carrés appliquée aux positions des étincelles dans les chambres de chaque télescope. L'équation de la droite ainsi obtenue est de la forme  $Y = az + b$ . Pour chaque chambre on peut écrire :

$$Y'_i = \tilde{a} z_i + \tilde{b}$$

où  $Y'_i$  est la cote ajustée de l'étincelle dans la chambre et  $\tilde{a}$ ,  $\tilde{b}$ , les estimateurs

de a, b. Par ailleurs  $Y_i = Y'_i + \epsilon_i$ , où  $Y_i$  est la cote observée et  $\epsilon_i$  l'écart entre les deux.

Si l'on suppose que les  $\epsilon_i$  se distribuent selon une courbe de Gauss (Fig. II-1) avec un écart standard  $\sigma$  la fonction de vraisemblance

$$L = \exp \left[ -\frac{1}{2\sigma^2} \sum_{i=1}^n (Y_i - Y'_i)^2 \right] \text{ est maximum pour les estimateurs } \tilde{a}, \tilde{b},$$

obtenus par un moindre carré et l'erreur  $\sigma_{\text{fit}}$  est alors obtenue à partir de la matrice d'erreur qui définit :

$$\sigma_{\text{fit}}^2 = \sigma^2 / \sum_{i=1}^n (Z_i - \bar{Z})^2$$

où  $\bar{Z}$  est la valeur moyenne des positions  $Z_i$  des chambres qui participent au fit. Pour chaque télescope avant et arrière,  $\sigma_{\text{fit}} \sim 1,5 \text{ mrad.}$ ,  $\sigma_{\text{fit}}$  de la reconstruction se déduit alors de la relation :

$$\sigma_{\text{fit}} = (\sigma_{\text{fit avant}}^2 + \sigma_{\text{fit arrière}}^2)^{1/2} \sim 2 \text{ mrad.}$$

#### Evaluation de $\sigma_{\text{multiple}}$

Lorsqu'une particule chargée traverse une certaine épaisseur de matière, sa trajectoire subit un grand nombre de petites déflexions angulaires. Chacun de ces déflexions est produite par l'interaction électromagnétique entre la particule chargée et le champ Coulombien d'un noyau. Dans la mesure où l'angle de diffusion est faible, l'on peut supposer que la distribution angulaire de la diffusion Coulombienne est gaussienne en première approximation avec une valeur quadratique moyenne :

$$\sigma_{\text{multiple}} = \langle \theta^2 \rangle^{1/2} = \frac{15}{P\beta} \sqrt{\frac{L}{L_{\text{RAD}}}} \quad \text{radians} \quad (2)$$

P en MeV/c

L est l'épaisseur de la matière traversée et  $L_{RAD}$  la longueur de radiation du matériau. La densité de l'isobutane ( $C_4H_{10}$ ) à la pression atmosphérique est  $d_{iso} = 2,673 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ . Sachant que la longueur de la radiation du carbone est de  $43,3 \text{ g/cm}^2$  et que celle de l'hydrogène est de  $62,8 \text{ g/cm}^2$ , la longueur de radiation de l'isobutane est  $L_{RAD iso} = 45,7 \text{ g/cm}^2$ .

La profondeur du Cerenkov est de 120 cm ; lorsqu'il est rempli d'isobutane, son épaisseur est alors de  $0,32 \text{ g/cm}^2$  constituant  $0,7 \cdot 10^{-2}$  longueur de radiation.

Pour déterminer l'épaisseur effective du Cerenkov nous pouvons considérer la distribution angulaire expérimentale des pions lorsque le compteur est rempli d'azote (fig.II-21). La largeur à mi-hauteur de cette gaussienne est de 14 mrad, c'est à dire que l'écart standard est  $\sigma \sim 6 \text{ mrad}$ .

Ces événements ont dans le dispositif une impulsion moyenne de 300 MeV/c. De la relation  $\sigma = (\sigma_{fit}^2 + \sigma_{mult.}^2)^{1/2}$  avec  $\sigma_{fit} = 2 \text{ mrad}$ , on déduit  $\sigma_{mult.} = 5,65 \text{ mrd}$ . ce qui donne en utilisant la relation (2) une épaisseur totale du compteur Cerenkov de  $1,04 \cdot 10^{-2}$  longueur de radiation.

Sachant que l'azote en constitue  $0,3 \cdot 10^{-2}$ , les différents matériaux du compteur composent  $0,74 \cdot 10^{-2}$  longueur. L'épaisseur totale du compteur rempli d'isobutane est alors de  $1,44 \cdot 10^{-2}$  longueur de radiation et la relation qui donne  $\sigma_{mult.}$  pour les électrons ( $\beta \sim 1$ ) en fonction de l'impulsion est :

$$\sigma_{mult.} = 1,8/P$$

de sorte que l'incertitude sur l'impulsion est :

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{P}{103} \left( 2^2 + \frac{(1,8)^2}{P^2} \right)^{1/2} \cdot 10^{-3}$$

dont la courbe est représentée sur la figure II-22.

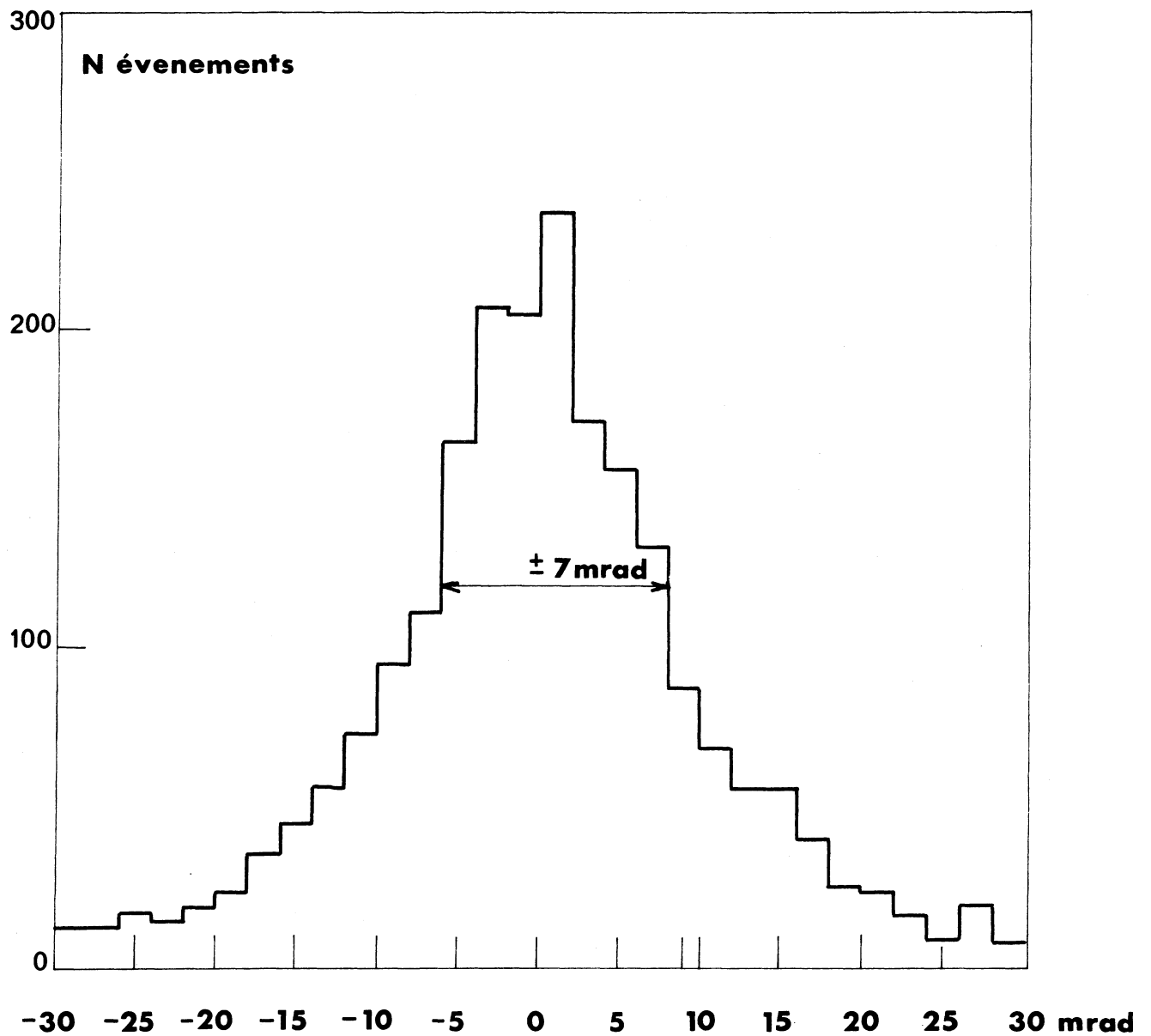


Fig. II-21: Distribution angulaire entre la trace avant et arrière des évènements sans champ magnétique.  
L'angle entre la trace devant et derrière l'aimant est dû à la diffusion multiple et aux erreurs d'ajustement des traces reconstruites.

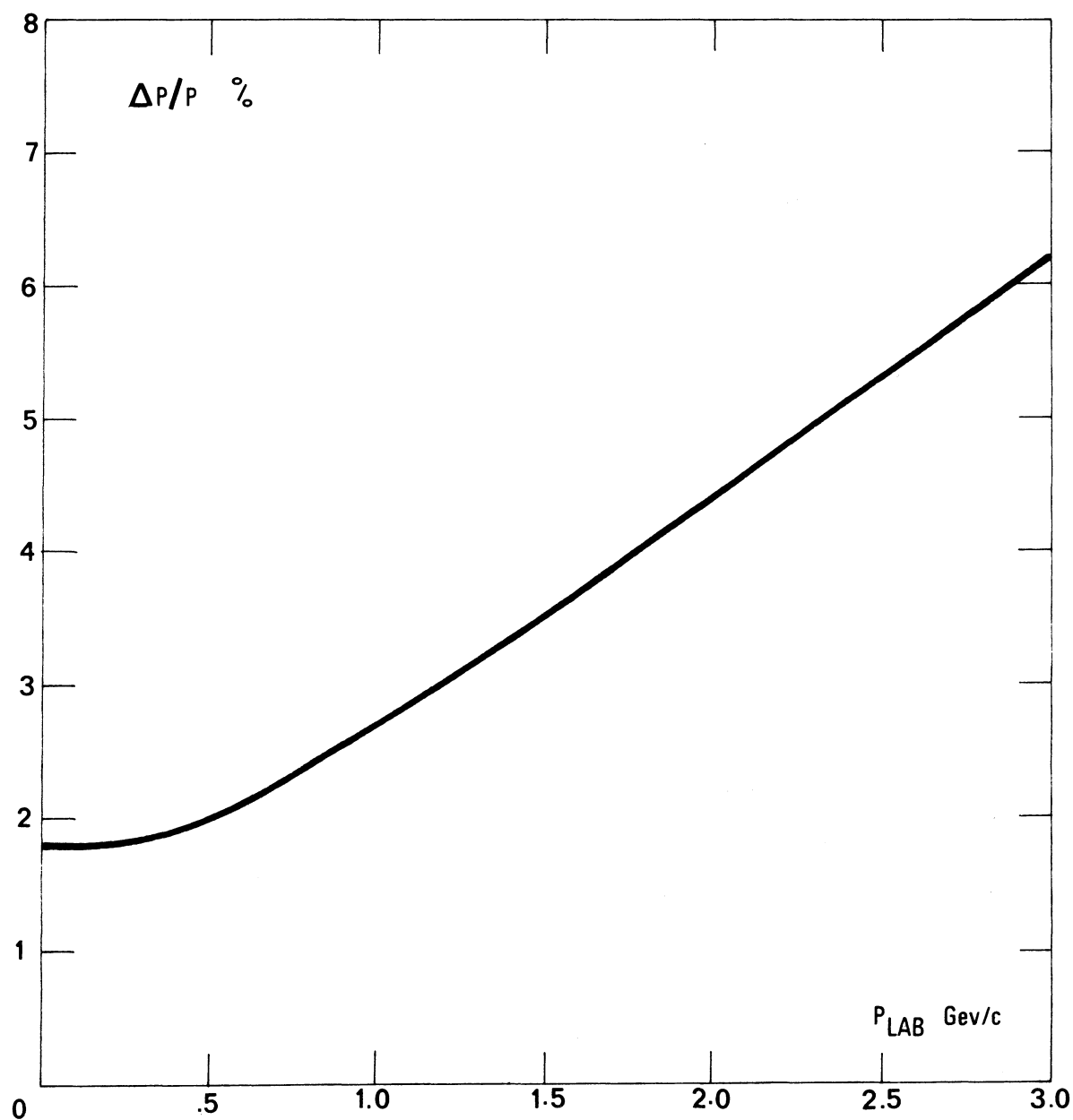


Fig. II-22 : Erreur relative sur l'impulsion d'un électron en fonction de l'impulsion dans le laboratoire lorsque le compteur Cerenkov est rempli d'isobutane.

#### D. LES SOURCES POSSIBLES D'ELECTRONS

Dans le but de rechercher les électrons n'ayant pas une origine hadronique, nous devons envisager les différentes sources possibles connues. Nous avons dans le dispositif une simulation des électrons par les pions chargés et par les pions neutres. Il nous faut donc envisager ces deux possibilités.

##### 1. Les électrons simulés par une réaction d'échange de charge des pions

Un pion dont la trace a traversé la bonne cellule du Cerenkov a une probabilité non nulle d'avoir une réaction d'échange de charge, dans les chambres optiques devant le compteur Sandwich, avec une gerbe électromagnétique dans le prolongement de la trace du pion. L'observation de cette gerbe créée par les paires d'électrons issus de la désintégration en gammas du pion neutre ne permet pas de rejeter l'événement.

Les résultats de l'expérience pour les particules chargées (fig. II-13) nous montrent que la section efficace différentielle ( $d\sigma/d\Omega dp$ ) pour les pions à 1 GeV/c est de 0,8 mb/sr - GeV/c et qu'elle décroît exponentiellement avec l'impulsion selon la forme  $\exp(-6 P_T)$ . Le nombre moyen de pions qui ont traversé l'appareillage pendant toute la durée des mesures et qui ont une impulsion supérieure à 1 GeV/c est :

$$N_{\pi} = \int_1^{\infty} (d\sigma/d\Omega dp) dp \cdot \Delta\Omega(p) \cdot L \Delta t$$

où  $\Delta\Omega$  est en moyenne de 60 msrad pour les impulsions considérées. Il en résulte que  $N_{\pi+} + N_{\pi-} = 800 \cdot 10^3$ . Sachant que la probabilité pour qu'un pion déclenche le compteur Cerenkov par l'intermédiaire d'un rayon delta (voir chapitre I) est de 0,14 % ; le nombre de pions qui sont arrivés dans les chambres optiques est de l'ordre de 1000. Par suite de l'angle d'émission du rayon delta, et du champ magnétique, la cellule du Cerenkov déclenchée peut ne pas correspondre à celle traversée par le pion.

Les  $800 \cdot 10^3$  pions chargés peuvent être associés dans le compteur Cerenkov à un gamma qui s'y convertit en même temps (probabilité de conversion  $\sim 0,25\%$ ). Le nombre de pions ainsi acceptés est de 2000. Le total des pions acceptés par suite des deux effets cités peut être estimé à 3000. Si l'on considère qu'il n'y a pas de corrélation entre la cellule traversée par le pion et la cellule qui a déclenchée, le nombre de pions associé à la mauvaise cellule devrait être de 1800. On trouve expérimentalement environ 1000 événements dans ce cas, ce qui devrait signifier que les rayons deltas sont en majorité associés à la bonne cellule.

S'il y a 40 % (voir paragraphe II. B. 3-c) de pions acceptés par le Cerenkov et qui sont associés à la **bonne** cellule, le taux de réjection de ce compteur est de l'ordre de  $1,2 \cdot 10^3$  ( $8 \cdot 10^3 / 660$ )

Dans l'analyse des photos de gerbes nous avons trouvé deux événements possédant les caractéristiques d'une gerbe électromagnétique et associés à la mauvaise cellule du Cerenkov. La probabilité qu'un pion chargé déclenche les chambres optiques et donne par une réaction d'échange de charge ( $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$  ;  $\pi^+ + n \rightarrow \pi^0 + p$ ) une gerbe électromagnétique dans le prolongement de la trace du pion peut alors être estimée à  $2/1000$  soit une réjection de  $0,5 \cdot 10^3$ .

Le taux de réjection du dispositif pour les pions chargés est alors en moyenne de  $6 \cdot 10^5$ . Il peut donc exister environ trois événements du lot final qui soient des électrons simulés par des pions.

## 2. Les électrons provenant du pion neutre.

Le pion neutre peut être produit directement par l'interaction proton-proton et dans ce cas sa production est équivalente à celle des pions chargés.

Il peut aussi être le produit de la désintégration du kaon chargé et principalement par la réaction  $K \rightarrow \pi \pi^0$  (21 %) ou du  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  (31 %) ou de  $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$  (21,4 %) ou  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  (12,6 %), mais ces 4 dernières sources sont faibles comparées à la production principale du pion neutre. En effet, la production des K de 1 GeV/c est très inférieure de celle des pions. D'autre part, pour observer les électrons issus des kaons, ceux-ci doivent se désintégrer dans la zone d'interaction, ce qui rend ces sources négligeables par rapport à la production principale.

a) Electrons provenant d'une paire de Dalitz

La désintégration du pi zéro se fait à 99 % en deux gammas. La probabilité pour qu'un gamma se convertisse dans les épaisseurs de la chambre à vide et de (0.15 mm de fer) H 1 (5 mm de scintillateur) est de l'ordre de 3 %, compte tenu de 1 % des  $\pi^0$  qui donnent une paire de Dalitz. En moyenne, l'angle d'ouverture d'une paire de Dalitz est plus grand que celui de la paire d'un gamma converti ce qui permet à l'événement d'être reconnu par ses deux traces à l'avant. Dans les événements finaux, il n'en existe qu'un seul (qui satisfait à tous les critères d'événement simple électron) associé à une deuxième trace avant. Le vertex (avec la première trace avant) se trouve dans la zone d'interaction et la longueur de la perpendiculaire commune qui est la distance minimale entre les deux traces est de 0,64 mm.

Cette deuxième trace ne traverse pas le même compteur de H 1 que la première et sort du dispositif avant H 2 (fig.II-23). Nous rejetons cet événement comme ayant une probabilité d'avoir pour origine une paire de Dalitz.

Lorsque la paire d'électrons est fermée à l'avant, la seule source de bruit que l'on peut considérer est le gamma.



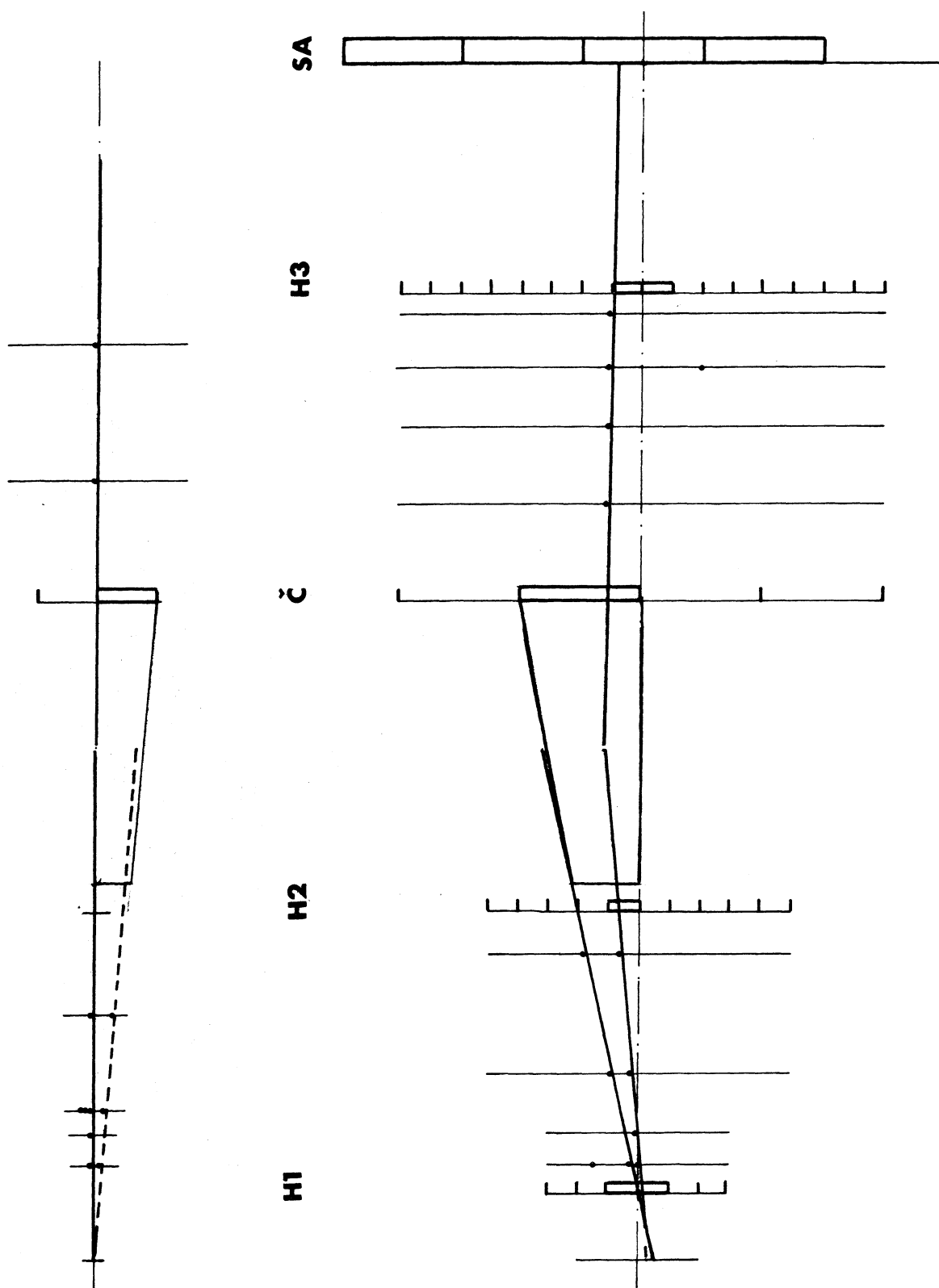


Fig. II-23 : Evènement pouvant illustrer une paire de Dalitz

b) Electrons provenant des gammas convertis

La probabilité qu'un gamma d'une impulsion supérieure à 1 GeV/c se convertisse dans la paroi des ISR est de 3 %. La seule réjection du dispositif pour ces événements se situe au niveau des amplitudes dans les compteurs de H1 et de H2 lorsqu'un seul électron du gamma d'une impulsion supérieure à 1 GeV/c, émerge derrière l'aimant (20 % des cas).

La probabilité pour qu'un gamma ne possède au niveau de H1 et de H2 qu'une amplitude correspondante à 1 minimum ionisant (compte tenu de la résolution) a été déterminée (paragraphe II-B-3-f) et vaut 1 %. Le taux de réjection du dispositif aux gammas est alors de  $1,7 \cdot 10^4$ .

En supposant que la majorité des gammas viennent du pion neutre, on peut déterminer par la formule de Sternheimer la probabilité pour qu'un  $\pi^0$  d'une impulsion transverse  $P_T$  donne un gamma d'une impulsion  $P_T$ . En assimilant une distribution en impulsion transverse des pions neutres de la forme  $e^{-6P_T}$  cette probabilité est de  $1/3 P_T$ .

A 1 GeV/c d'impulsion transverse le taux de réjection du dispositif aux pions neutres est alors de  $5 \cdot 10^4$ .

Le programme de Monte Carlo qui nous a permis de déterminer l'acceptance de l'appareillage pour les événements gammas à double traces, nous permet de déterminer l'acceptance (fig.II-19) des événements gammas qui ont perdus un électron et dont le deuxième a une impulsion supérieure à 1 GeV/c. Les résultats trouvés en gammas (fig.II-5), nous permettent d'évaluer le nombre de ces événements.

$$N = \int_0^{\infty} (d\sigma_{\gamma}/d\Omega \cdot dp) \cdot \Delta\Omega(p) \cdot dp \cdot P_c \cdot L \Delta t$$

où  $P_c$  est la probabilité de conversion des gammas. L'intégration de cette

expression donne  $N = 650$ . En assimilant à 1 % la probabilité pour qu'un événement à 2 MI ne laisse qu'un seul MI dans H1 et H2 (compte tenu de la résolution) et à 34 % l'efficacité moyenne de déclencher les chambres optiques (pour ces gammas) il y aurait environ 2 à 3 événements dans ce cas. Ce chiffre est confirmé par l'estimation du fond de 2 MI sous la distribution de 1 MI obtenu par l'analyse en amplitude des événements fiscaux (3 événements).

De plus, certains électrons provenant de gammas ont une énergie trop faible et peuvent être arrêtés avant H1 et H2 ce qui laisse le deuxième électron complètement isolé.

## E. CONCLUSION

Parmi les 12 événements trouvés qui ont satisfait tous les critères, un événement est probablement un électron provenant d'une paire de Dalitz. Trois événements peuvent provenir des gammas et 3 autres d'une interaction des pions chargés dans les chambres à gerbes. Cela fait apparaître 7 électrons dont une partie peut encore s'expliquer par des électrons d'une paire dont l'un, de très faible impulsion, est arrêté avant H1 ou H2. Ce nombre est compatible avec le nombre d'événements observés. Le fond d'électrons provient principalement du pion neutre (fig.II-24).

Néanmoins, si aucun électron n'a été observé ( $N = 0$ ) avec une impulsion supérieure à 3 GeV/c, on peut déterminer la section efficace limite pour observer un tel électron.

Il existe en effet deux limites  $u_1$  et  $u_2$  du nombre attendu  $u$  ( $u_1 < u < u_2$ ) de sorte que l'intervalle  $| u_1, u_2 |$  ait une probabilité  $P$  de contenir la valeur  $u$  (16).

Si  $P(u_1)$  est la probabilité d'avoir  $n > u_1$  et  $P(u_2)$  la probabilité d'avoir  $n < u_2$  lorsque  $u$  suit une distribution de Poisson ( $P(x, \bar{x}) = \frac{\bar{x}^x}{x!} e^{-\bar{x}}$ ),

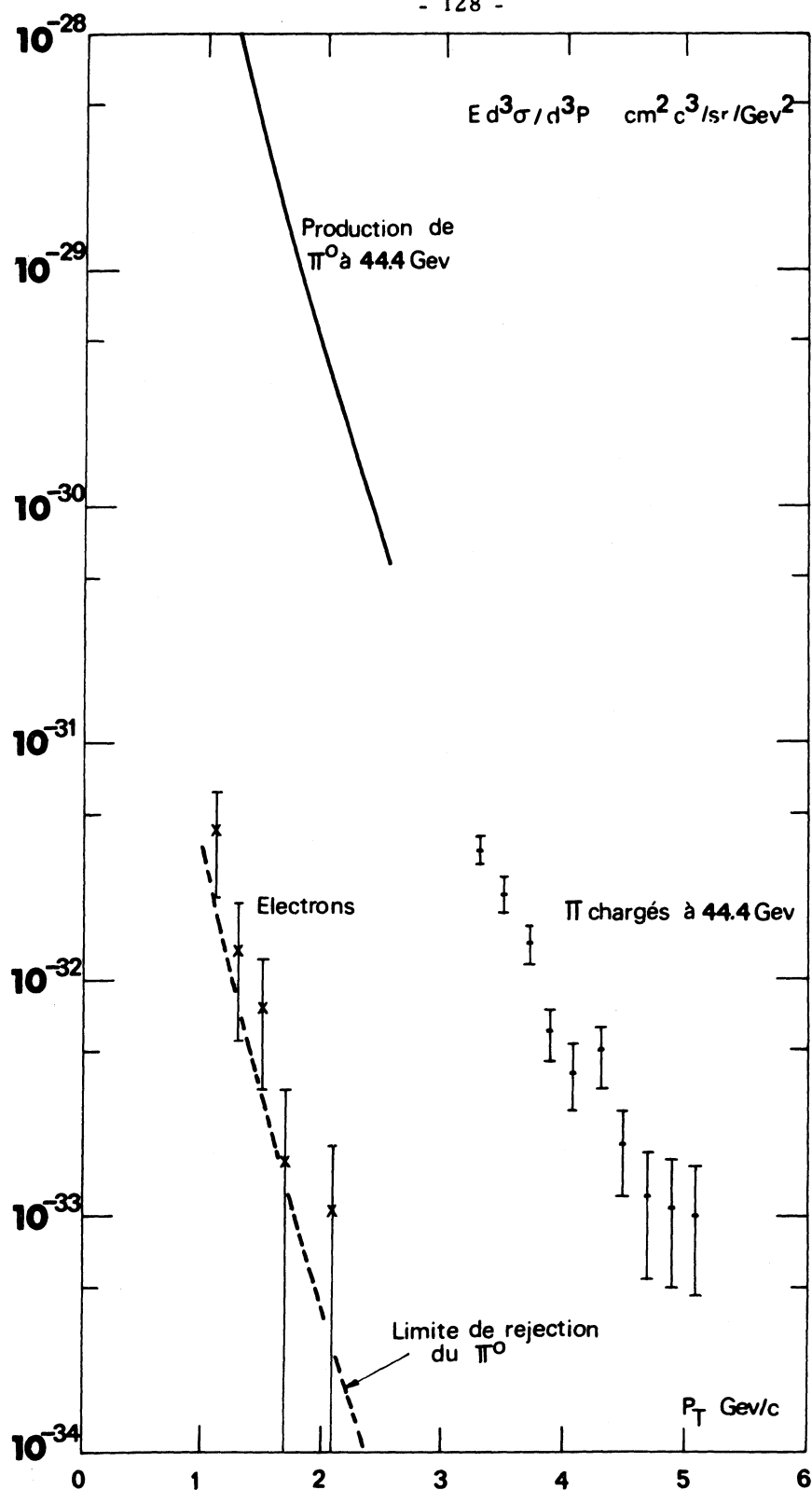


Fig. II-24 : Section efficace expérimentale de production d'électrons (pour les 3 énergies ISR) en fonction de l'impulsion transverse. La courbe en pointillés représente le fond d'électrons provenant de pions neutres non rejetés par l'appareillage et l'analyse. Le facteur de rejection pour les  $\pi^0$  est de  $10^4$

la probabilité que  $u$  se trouve dans l'intervalle  $(u_1, u_2)$  est  $P = 1 - P(u_1) - P(u_2)$ .

Dans notre cas, si  $n = 0$ ,  $u_1 = 0$  et  $u_2 = 3$ , la limite supérieure du nombre observé  $n$  avec un coefficient de confiance de 95 % est alors de 3 événements. Par conséquent, la limite de section efficace pour observer un électron d'une impulsion supérieure à 3 GeV/c est :

$$d\sigma_{\text{lim}}/d\Omega = 3 \cdot 1/\Delta \Omega \cdot \mathcal{E} \cdot n = 1,2 \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2/\text{sr}.$$

avec 95 % de coefficient de confiance.

CHAPITRE III

DISCUSSION DES RESULTATS

La recherche d'électrons d'origine non hadroniques émis avec un grand moment transverse dans l'interaction proton-proton, a pour but, la vérification expérimentale de certaines théories <sup>17)</sup> qui prévoient la production de ces électrons dans les processus suivants :

$$p + p \longrightarrow X + \text{n'importe quoi}$$

où X est une particule chargée ou neutre telle que :

$$\begin{aligned} X^+ &\equiv W^+ \longrightarrow e^+ + \nu (\bar{\nu}) \\ X^0 &\equiv (W^0, Z^0, "\gamma_v", B^0) \longrightarrow e^+ + e^- \end{aligned}$$

$W^+$ ,  $W^0$ ,  $Z^0$  sont les bosons intermédiaires des interactions faibles, " $\gamma_v$ " est un photon virtuel très énergétique et  $B^0$  la particule neutre de Lee et Wick.

Si la masse de ces particules est importante, leur production et leur désintégration fournit des électrons de grands moments transverses. Dans la désintégration à deux corps, l'électron est émis avec une énergie E voisine de la moitié de la masse de la particule lourde ( $E \sim 1/2 M$ ).

La découverte par cette méthode des bosons intermédiaires, agents des interactions faibles permettrait de mieux comprendre la théorie de ces interactions.

#### A. LA THEORIE CONVENTIONNELLE DES INTERACTIONS FAIBLES <sup>18)</sup>

Les fondements de cette théorie ont été établis par Fermi <sup>19)</sup> pour expliquer les spectres continus des électrons émis par les noyaux radioactifs par émission  $\beta$ . Pauli avait suggéré que cette émission était accompagnée d'une particule neutre : le neutrino et que le processus de la désintégration  $\beta$  peut se représenter par les réactions :

$$\begin{aligned} n &\longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \\ p &\longrightarrow n + e^+ + \nu_e \end{aligned} \quad (1)$$

L'hypothèse de Fermi était de dire que l'interaction responsable des réactions (1) était analogue à l'interaction électromagnétique responsable de l'émission d'un photon  $\gamma$  par une particule chargée C.

$$C \longrightarrow C + \gamma$$

le lagrangien de l'interaction s'écrit :

$$L = e j^\mu(x) \cdot A_\mu(x)$$

où  $A_\mu(x)$  représente le champ électromagnétique interagissant avec le courant électrique  $j^\mu(x)$  de la particule C au point d'interaction.

Ce courant peut s'écrire :

$$j^\mu(x) = \bar{\psi}_C(x) \gamma^\mu \psi_C(x)$$

où  $\psi_C(x)$  représente le spineur de Dirac qui décrit la particule et  $\gamma^\mu$  les matrices de Dirac.

Par analogie, FERMI a alors associé un courant

$$\bar{\psi}_p(x) \gamma^\mu \psi_n(x)$$

à la transition d'un neutron en un proton ; au champ électromagnétique  $A_\mu(x)$  il a fait correspondre le courant associé à la paire  $(e, \bar{\nu}_e)$

$$\bar{\psi}_e(x) \gamma^\mu \psi_{\nu_e}(x)$$

de sorte que le lagrangien de Fermi s'écrit :

$$L = G_F \left[ \bar{\psi}_p(x) \gamma^\mu \psi_n(x) \right] \left[ \bar{\psi}_e(x) \gamma_\mu \psi_{\nu_e}(x) \right]$$

D'après la théorie de Dirac d'autres formes de lagrangien sont possibles . La plus générale s'écrit :

$$L = \sum_{i=S, V, A, T, P} G_i \left[ \bar{\psi}_p(x) \Gamma^i \psi_n(x) \right] \left[ \bar{\psi}_e(x) \Gamma^i \psi_{\nu_e}(x) \right]$$



où  $\Gamma^i$  désigne, soit l'identité, soit les quatre matrices formées par les matrices  $\gamma$  de Dirac.

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{scalaire}} &= L & \Gamma_{\text{tensoriel}} &= \frac{i}{2}(\gamma^\mu \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\mu) & \Gamma_{\text{pseudoscalaire}} &= i\gamma^5 \\ \Gamma_{\text{vectoriel}} &= \gamma^\mu & \Gamma_{\text{axial}} &= i\gamma^\mu \gamma^5 & \mu, \nu &= 0, 1, 2, 3 \end{aligned}$$

La découverte de la non conservation de la parité suggèra que le lagrangien devait aussi comprendre des termes pseudoscalaires tels que :

$$(\bar{\psi}_p \gamma^\mu \psi_n)(\bar{\psi}_e \gamma_\mu \gamma^5 \psi_{\nu e})$$

### 1. L'interaction V-A

De nos jours, on donne au lagrangien effectif pour les interactions faibles, la forme d'une interaction courant-courant :

$$L = \frac{G_F}{\sqrt{2}} j^\lambda(x) j_\lambda(x) \quad \text{avec} \quad G_F \simeq \frac{10^{-5} \hbar^3}{m_p^2 c}$$

où  $G_F$  est la constante de Fermi et  $j^\lambda(x)$  le courant faible. Ce courant comprend une partie leptonique et une partie hadronique.

$$j^\lambda(x) = \ell^\lambda(x) + h^\lambda(x)$$

La partie leptonique correspondant à la transformation  $(e, \bar{\nu}_e)$  s'écrit :

$$\ell^\lambda(x) = \bar{\psi}_{\nu_e}(x) \gamma^\lambda (1 - \gamma^5) \psi_e(x)$$

Elle correspond à une différence entre un vecteur polaire et un vecteur axial c'est pourquoi on le nomme V-A. Comme le courant leptonique, le courant hadronique est une superposition d'une composante vectorielle moins une composante axiale.

## 2. Les problèmes de la théorie conventionnelle <sup>20)</sup>

La théorie de Fermi a été conçue pour la désintégration  $\beta$  c'est à dire pour des énergies de quelques MeV ou au maximum de quelques centaines de MeV. Lorsqu'on passe à des énergies plus importantes, la théorie se heurte à des impossibilités.

Les quantités physiques sont obtenues à partir du lagrangien par un calcul de perturbations limité au premier ordre. Les termes d'ordres supérieurs étant divergents, cette approximation n'est satisfaite qu'à basse énergie. En effet, à plus haute énergie elle conduit à dépasser la limite d'unitarité.

### a) Les divergences des ordres supérieurs

La théorie de Fermi courant-courant conduit à des intégrales divergentes dans le calcul de processus d'interactions d'ordres supérieurs. Ces divergences ne sont pas absorbées par une renormalisation de la masse ou de la constante de couplage et il faut introduire un nombre croissant de constantes arbitraires pour rendre les termes finis. Pour cette raison on a adopté la philosophie du "lagrangien effectif" qui ignore les termes d'ordres supérieurs en  $G$ .

### b) La limite d'unitarité

La théorie conventionnelle prévoit pour le processus :

$$\nu_e + e \rightarrow \nu_e + e$$

une section efficace  $\sigma(\nu_e, e) \sim G^2 s$  : c'est à dire proportionnel au carré de l'énergie dans le système du centre de masse de la réaction (fig.III-1).

Il semble évident que pour une certaine énergie, la probabilité d'interaction, liée à la section efficace, devient supérieure à l'unité. Cette limite d'unitarité est atteinte pour  $\sqrt{s} \sim 300 \text{ GeV}$ . Pour éviter cette limite, il faut qu'il ait

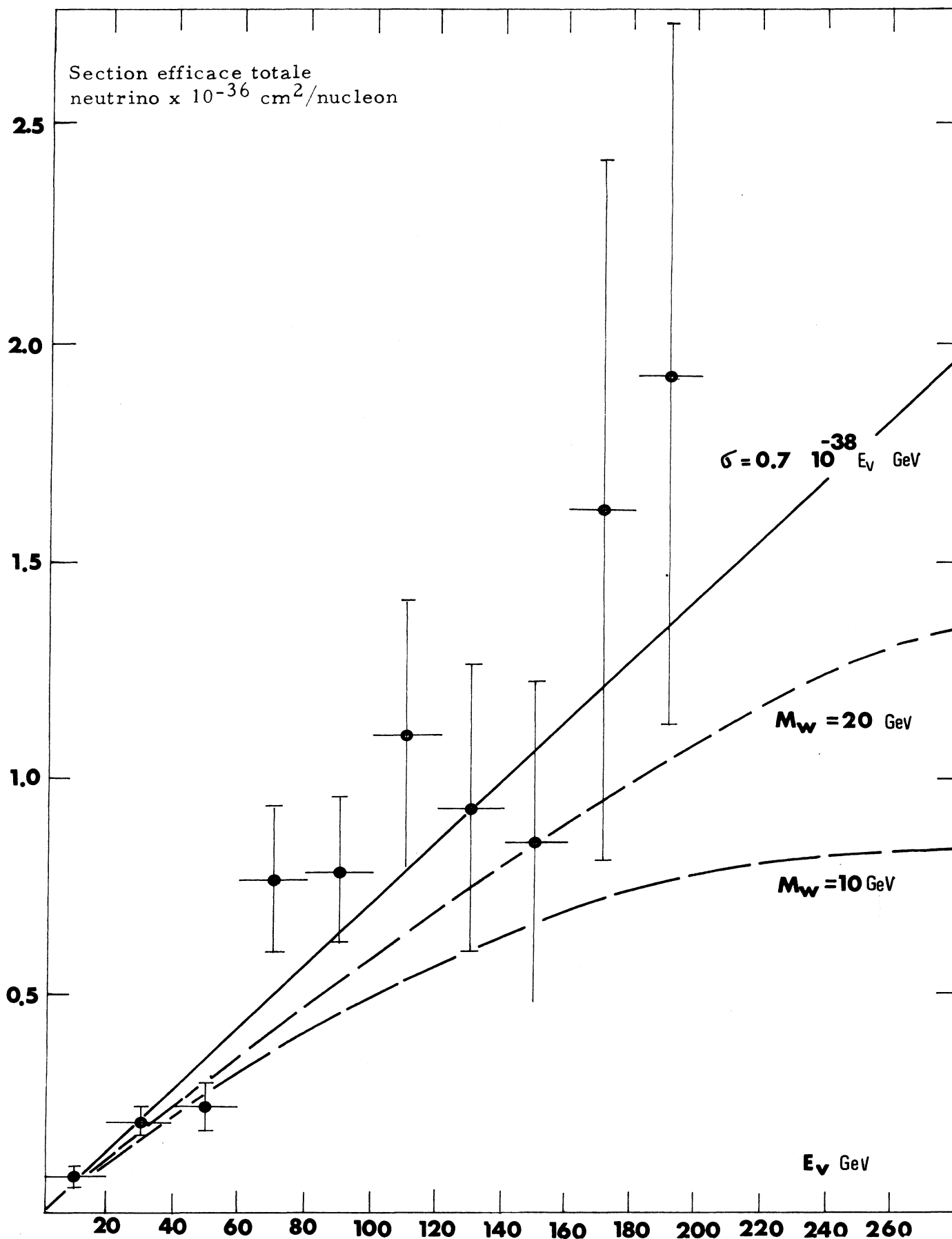


Fig. III-1 : Section efficace totale neutrino ; d'après les résultats NAL, elle est linéaire en fonction de l'énergie du neutrino. L'introduction d'un boson intermédiaire dans la théorie conventionnelle introduit une "saturation" qui repousse la violation de la limite d'unitarité aux très grandes énergies

une atténuation dans cette montée linéaire.

## B. LES BOSONS INTERMEDIAIRES DES INTERACTIONS FAIBLES

Pour compenser la limite d'unitarité et introduire une atténuation dans la montée linéaire de la section efficace avec l'énergie, Feynman, Gell-Mann et Marschak et Sudarshan<sup>21)</sup> ont introduit la notion de non localité de l'interaction : l'interaction locale de Fermi, courant-courant, pourrait alors être due à l'échange d'un boson vectoriel lourd. L'interaction d'un neutrino sur un neutron ou la désintégration du neutron peut alors se représenter par la figure III-2 par une interaction non locale.

L'expression du Lagrangien contiendra un terme supplémentaire lié au propagateur du champ de boson. En outre on introduit une nouvelle constante de couplage  $g_W$  entre les courants et le champ de bosons.

L'identification de cette théorie avec la théorie conventionnelle à basse énergie conduit à une relation simple entre la constante  $g_W$ , la constante de Fermi  $G_F$  et la masse du boson.

$$g_W^2/M_W^2 = G_F \sqrt{2}$$

L'introduction du boson intermédiaire crée effectivement une atténuation de la section efficace  $\sigma(\nu_e, e)$  avec l'énergie dont la forme devient logarithmique en  $s$  (fig. III-1)

$$\sigma(\nu_e, e) \sim \frac{g_W^2}{s} \log_e \left( \frac{s}{M_W^2} \right)$$

La violation de l'unitarité est repoussée à des énergies plus élevées, mais les divergences des termes d'ordres supérieurs du Lagrangien existent toujours. La théorie reste non renormalisable.

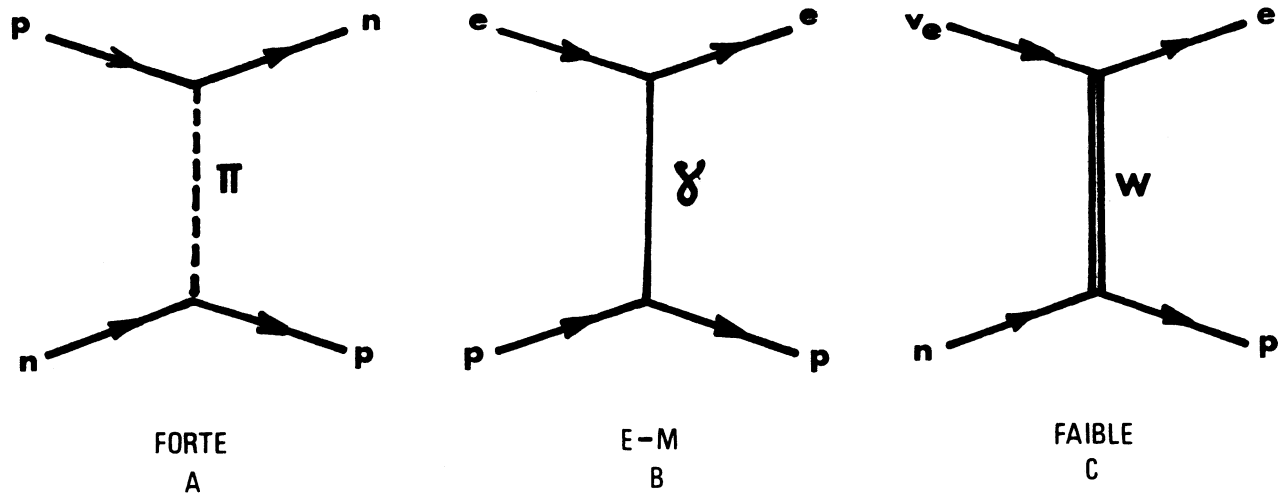


Fig. III-2 : A. Schématise l'interaction forte du type Yukawa entre proton et neutron. Ils interagissent entre eux en s'échangeant leur quantum du champ d'interaction forte : un méson.

B. Interaction électromagnétique entre deux particules chargées : l'électron et le proton. Ici le quantum du champ est bien connu. C'est le photon, particule de masse nulle et de spin 1.

C. Représente analogiquement l'interaction faible du type Yukawa d'un neutrino sur un neutron ou en retournant le sens de la flèche du neutrino, la désintégration du neutron.  
 Les 'courants' de particules sont par ex. :  
 $e \longrightarrow e$  (B) et  $\nu_e \longrightarrow e$  (C). L'interaction faible fait intervenir les courants avec changement de charge (courants chargés) ; le boson intermédiaire W est alors chargé.

### C. LES NOUVELLES THEORIES POSSIBLES

Récemment certains auteurs <sup>22</sup> ont tentés de résoudre le problème en essayant d'unifier les courants électromagnétiques et leptoniques faibles ainsi que les bosons auxquels ils sont couplés ( $\gamma$  et  $W$ ) en supposant un champ unifié du même type que le champ électromagnétique. Ces théories requièrent des masses nulles pour les particules du champ mais permettent d'éliminer les divergences de la théorie conventionnelle. Un mécanisme de rupture de la symétrie de jauge du champ unifié permet alors de tenir compte de la masse non nulle du quantum de champ ( $W$ ).

Trois modèles ont été élaborés qui impliquent l'hypothèse de particules nouvelles.

La théorie de Weinberg et Salam introduit un boson intermédiaire électriquement neutre noté  $Z^0$  (le  $W$  quant à lui existe toujours dans les états  $W^\pm$ ) dont le mélange avec le photon  $\gamma$  de l'électrodynamique s'exprime en fonction d'un angle de mélange  $\theta_W$  : l'angle de Weinberg.

Pour être compatible avec la théorie conventionnelle à faible énergie il faut avoir :

$$G/\sqrt{2} = (e^2/\sin^2\theta_W) (1/8M_W^2)$$

La masse du  $W$  a alors une limite inférieure

$$M_W = \frac{37}{|\sin\theta_W|} \text{ GeV}$$

et

$$Z^0 = \frac{74}{\sin 2\theta_W} \text{ GeV pour le boson neutre.}$$

La théorie de Georgi-Glashow n'introduit pas de boson neutre, mais des leptons lourds associés aux électrons ( $L_e = 1$ ) et des leptons lourds associés au muons ( $L_\mu = 1$ ). Il existe alors un triplet de leptons électroniques  $(E^+, E_L^0, e)$

et un triplet de leptons muoniques

$$(M^+, M_L^0, \mu)$$

liés respectivement aux neutrinos  $\nu_e$  et  $\nu_\mu$  par un angle de mélange  $\beta$ .

Pour être compatible avec la théorie conventionnelle à faible énergie, il faut avoir :

$$G/\sqrt{2} = \frac{e^2 \sin^2 \beta}{4 M_W^2}$$

Cela fixe une limite supérieure pour la masse de W

$$M_W = 37. \sqrt{2} |\sin \beta|$$

Enfin la théorie de Bjorken et Llewelyn Smith est une synthèse des deux théories précédentes et à deux paramètres libres  $\beta$  et  $\theta_W$ . Les masses des bosons chargés ont alors une borne inférieure et supérieure telle que :

$$M_W = 37. \sqrt{2} \frac{|\sin \beta|}{|\sin \theta_W|} \text{ GeV}$$

L'introduction d'un boson neutre permet alors l'existence de courants neutres interdit par la théorie conventionnelle. La mise en évidence de ces courants comme  $(\nu_\mu, \nu_\mu)$  et  $(e, e)$ , qui apparaissent pour la réaction  $\nu_\mu + e \rightarrow \nu_\mu + e$  serait une première vérification de ces théories. Un événement de ce type a été trouvé dans la chambre à bulle Gargamelle<sup>23)</sup>. Cependant il serait prématuré de conclure.

#### D. LA RECHERCHE DU BOSON INTERMEDIAIRE

Le boson intermédiaire a été recherché au cours des expériences neutrino<sup>24)</sup> par l'observation de muons de moments transférés anormalement élevés par rapport aux moments de muons provenant de la désintégration du  $\pi$  ou du K. Aucun signal n'a été décelé dans le bruit de fond de ces expériences et l'on a pu placer une limite supérieure à la section efficace de production  $B\sigma_W$  où B est le rapport d'embranchement du canal observé.

Une fois créé, le W se désintégrerait (avec une durée de vie de l'ordre de  $10^{-17}$  sec) dans les canaux suivants :

modes leptoniques	$W \longrightarrow \mu + \nu_{\mu}$ $\longrightarrow e + \nu_e$
modes mésoniques	$W \longrightarrow \pi + \pi^0$ $\longrightarrow K + \pi^0$ etc. ....
modes photoniques	$W \longrightarrow \pi + \gamma$ $\longrightarrow K + \gamma$

et également des modes à plus de deux corps.

Diverses estimations <sup>25)</sup> des fréquences relatives des différents modes ont été faites. Les quatre premiers ~~semblant~~ les plus probables. A cause de l'universalité e- $\mu$ , on s'attend à ce que les deux premiers modes aient la même probabilité.

Burns et al. <sup>26)</sup> placent une limite supérieure à :

$$B\sigma_W \leq 2 \cdot 10^{-34} \text{ cm}^2 \text{ à } 99 \% \text{ de degré de confiance}$$

pour des  $W^{\pm}$  d'une masse de  $2,5 < M_W < 6,0 \text{ GeV}$

Lamb et al. <sup>26)</sup> ont trouvé cette limite telle que :

$$B \frac{d^2\sigma_W}{d\Omega dp} \leq 4 \cdot 10^{-34} \text{ cm}^2 / \text{sr. GeV/c pour une masse de W}$$

comprise entre 2 et 3 GeV.

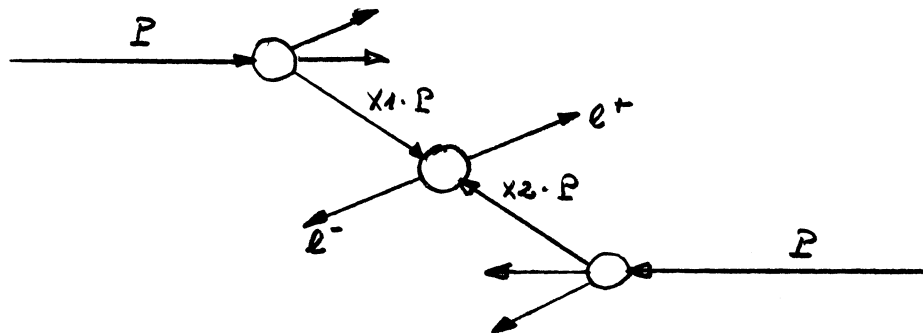
#### E. PRODUCTION DU BOSON INTERMEDIAIRE ET DE LEPTONS DE GRANDS MOMENTS DE TRANSFERT AUX ISR

Le modèle des partons de Drell et Yan <sup>27)</sup> prédit une production notable de leptons à grands moments de transferts issus de la désintégration de particules massives produites dans l'interaction proton-proton. Le



mécanisme de production passe par l'annihilation d'un parton de l'un des protons avec un anti-parton de l'autre. Dans ce modèle, une particule physique d'une certaine énergie est composée à chaque instant d'une collection de constituants ponctuels : les partons.

Les deux partons précédents s'annihilent (figure ci-dessous) et produisent grâce à leurs moments de direction opposés, une paire de leptons produits de désintégration de particules lourdes telles que :  $W^+$ ,  $W^0$ ,  $\gamma_V$ ,  $B^0$  (figure ci-dessous) ou les leptons lourds, E, M



Dans la réaction ci-dessus, on peut définir les variables suivantes :  
Le moment longitudinal de la paire de leptons :  $P_L$

$$P_L = X_1 P - X_2 P$$

où  $P$  est l'impulsion des protons,  $X_1$  et  $X_2$  les fractions respectives de l'impulsion des protons, emportées par les partons.

L'énergie de la paire de leptons :  $E$  :

$$E = X_1 P + X_2 P$$

et 
$$E^2 = P_L^2 + Q^2$$

où  $Q^2$  est la masse équivalente de la paire de leptons.

$$Q^2 = 4 X_1 \cdot X_2 \cdot P^2$$

L'énergie disponible dans le centre de masse de la réaction proton-proton ( $s$ ) est :

$$\sqrt{s} \simeq 2 P$$

On en déduit :

$$Q^2 = X_1 \cdot X_2 \cdot s$$

et la variable

$$\tau = Q^2/s = X_1 \cdot X_2.$$

Drell et Yan<sup>27)</sup> donnent la relation qui détermine la section efficace différentielle de production de la paire de leptons issus d'un **photon** virtuel ( $\gamma_v \rightarrow e^+ + e^-$ )

$$\frac{d\sigma}{dQ \cdot dP_L} = \frac{8\pi}{3} \alpha^2 \left(1 + \frac{P_L}{E}\right) \frac{1}{\sqrt{s}} \frac{1}{Q^3 X_1 \lambda^2} P(X_1) \cdot \bar{P}\left(\frac{\tau}{X_1}\right) \quad (2)$$

où  $\alpha$  est la constante de structure fine :  $1/137$  et  $\lambda$  la charge des partons  $P(X_1)$  et  $\bar{P}(\tau/X_1)$  sont respectivement les fonctions de distributions des partons et des antipartons.

### 1. Les fonctions de distributions de partons et d'antipartons

Des fonctions  $P(x)$  et  $\bar{P}(x)$  ont été considérées par différents auteurs et sont représentées sur la figure III-3.

Pour Drell et Yan (DY)  $P(x) = \bar{P}(x)$  est représenté par la courbe 1 et paramétrisé par :

$$\begin{aligned} P(x) &= 0.33 & x &\leq 0.25 \\ P(x) &= \text{Ln}(1/x)/4, 159 & x &> 0.25 \end{aligned}$$

Pour Berman, Bjorken et Kogut<sup>28)</sup> (BBK),  $P(x)$  est représenté par la courbe 2 et  $\bar{P}(x)$  par la courbe 3. Elles sont paramétrisées par les relations :

$$\begin{aligned} P(x) &= \frac{1}{2} C(x) + V(x) \\ \bar{P}(x) &= \frac{1}{2} C(x) \end{aligned}$$

où  $C(x) = 0,30 (1-x)^{3,5}$  représente une contribution de partons appartenant au "coeur" du proton.

et  $V(x) = 1,1 \sqrt{x} \cdot (1-x)^3$  représente une contribution de "valence".

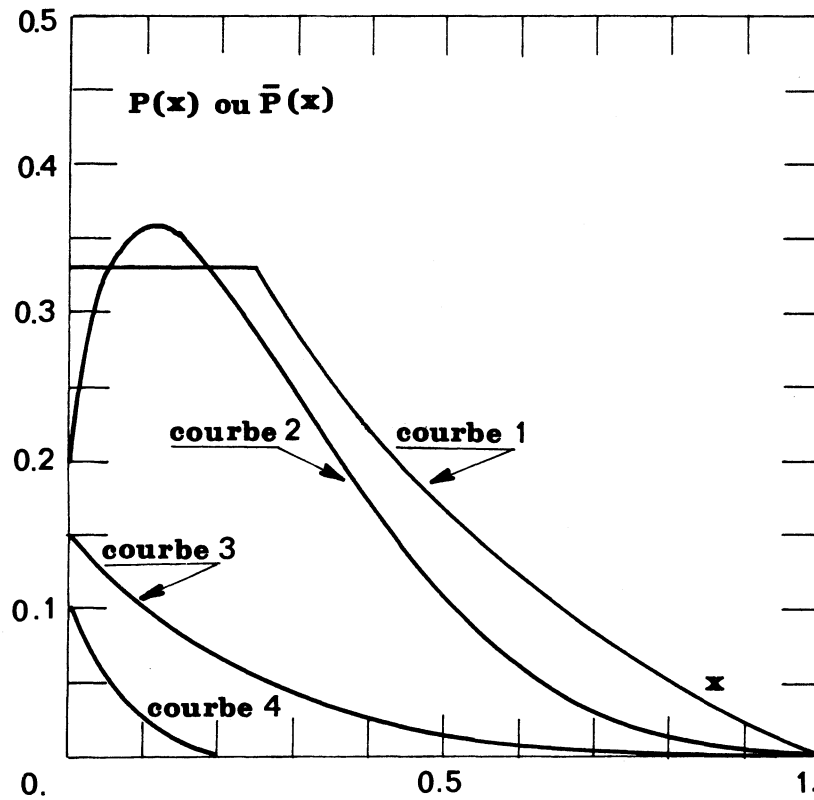


Fig. III-3 : Fonctions de distributions de partons  $P(x)$  et d'antipartons  $\bar{P}(x)$ .

D'après le modèle de Drell et Yan  $P(x) = \bar{P}(x)$  est représenté par la courbe 1.

D'après le modèle de Berman, Bjorken et Kogut  $P(x)$  est représenté par la courbe 2 et  $\bar{P}(x)$  par la courbe 3.

Les récents résultats de Gargamelle tendent à montrer une distribution d'antipartons plus faible encore (courbe 4).

La production, par ce mécanisme, d'une paire de leptons dépend donc fortement de la contribution du "cœur" et exige une interaction proton-proton profondément inélastique.

B. G. Pope<sup>29)</sup>, au vu des derniers résultats de la chambre à bulles "Gargamelle" a considéré une contribution du "cœur" nettement plus faible tel que :

$$\begin{aligned} C(x) &= 5. (0.2 - x)^2 & x &\leq 0.2 \\ C(x) &= 0 & x &> 0.2 \end{aligned}$$

## 2. Les sections efficaces différentielles de dileptons

Si l'on note par  $M$  la masse équivalente ( $Q$ ) de la paire de leptons, nous avons calculé, pour ces trois modèles les sections efficaces différentielles  $d\sigma/dM$  à partir de la relation (2) pour une énergie  $s = 2800 \text{ GeV}^2$ . Nous avons pris  $\lambda^2 = 2/3$  sauf pour le modèle DY de  $\lambda^2 = 2$ .

(Pour obtenir des  $\text{cm}^2$  il faut multiplier la relation (2) par  $(\hbar c)^2 = 0,3893 \cdot 10^{-27} (\text{MeV}^2 \text{ cm}^2)$ )

Nous avons représenté les résultats sur la figure III-4. La courbe 1 correspond au modèle DY, le plus optimiste, la courbe 2 au modèle BBK et la courbe 3 au modèle BBK modifié qui est le plus pessimiste.

## 3. Distribution des impulsions longitudinales de la paire de leptons.

Pour déterminer l'efficacité de détection d'un des leptons de la paire, il nous faut déterminer l'impulsion longitudinale de la paire. Ces distributions peuvent être obtenues par la relation (2) et sont représentées à différentes masses  $M$  sur la figure III-5 pour le modèle BBK et sur la figure III-6 pour le modèle BBK modifié. Pour le modèle DY, les distributions sont sensiblement les mêmes que pour le modèle BBK. Les courbes des deux figures sont arbitrairement normalisées et leur normalisation est donnée par la figure III-4.

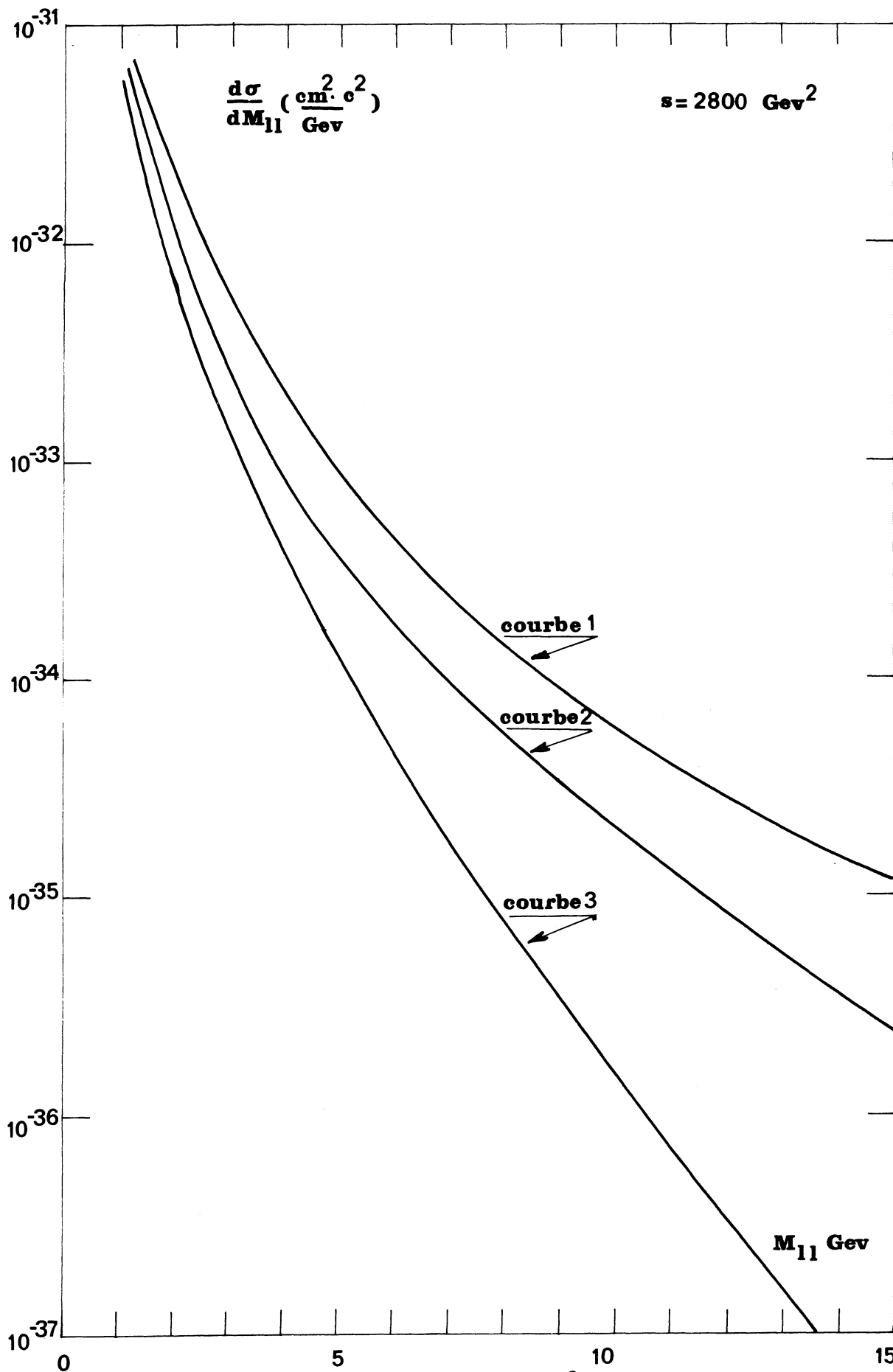


Fig. III-4 : Section efficace  $d\sigma/dM$  à  $s = 2800 \text{ GeV}^2$  en fonction de la masse de la paire de lepton.  
 La courbe 1 correspond au modèle de Drell et Yan  
 La courbe 2 au modèle BBK  
 La courbe 3 au modèle BBK modifié

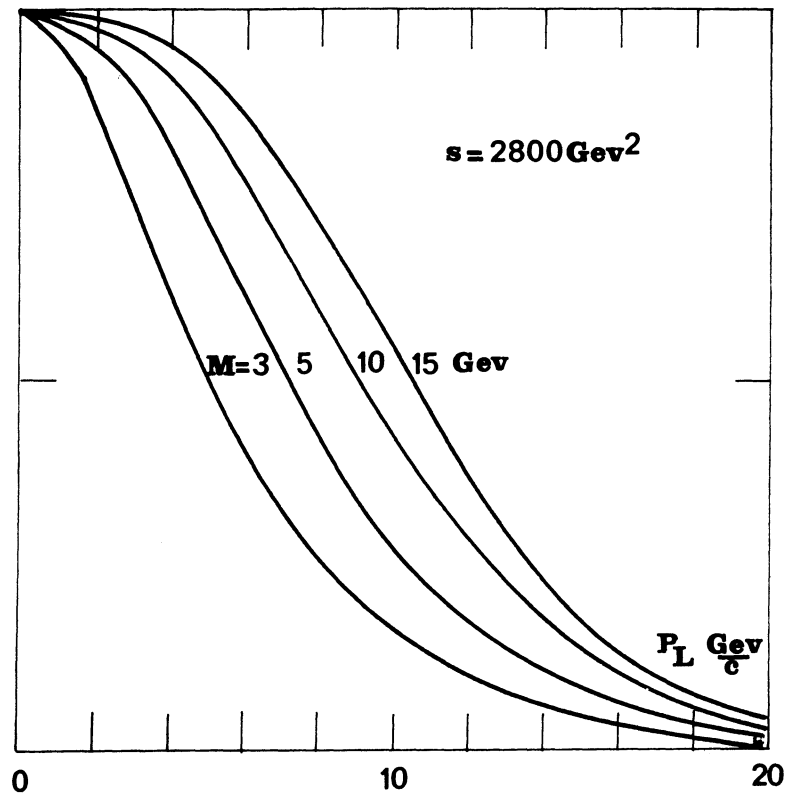


Fig. III-5 : Distribution des impulsions longitudinales de la paire de leptons créé par l'annihilation parton antiparton dans le cas du modèle BBK.

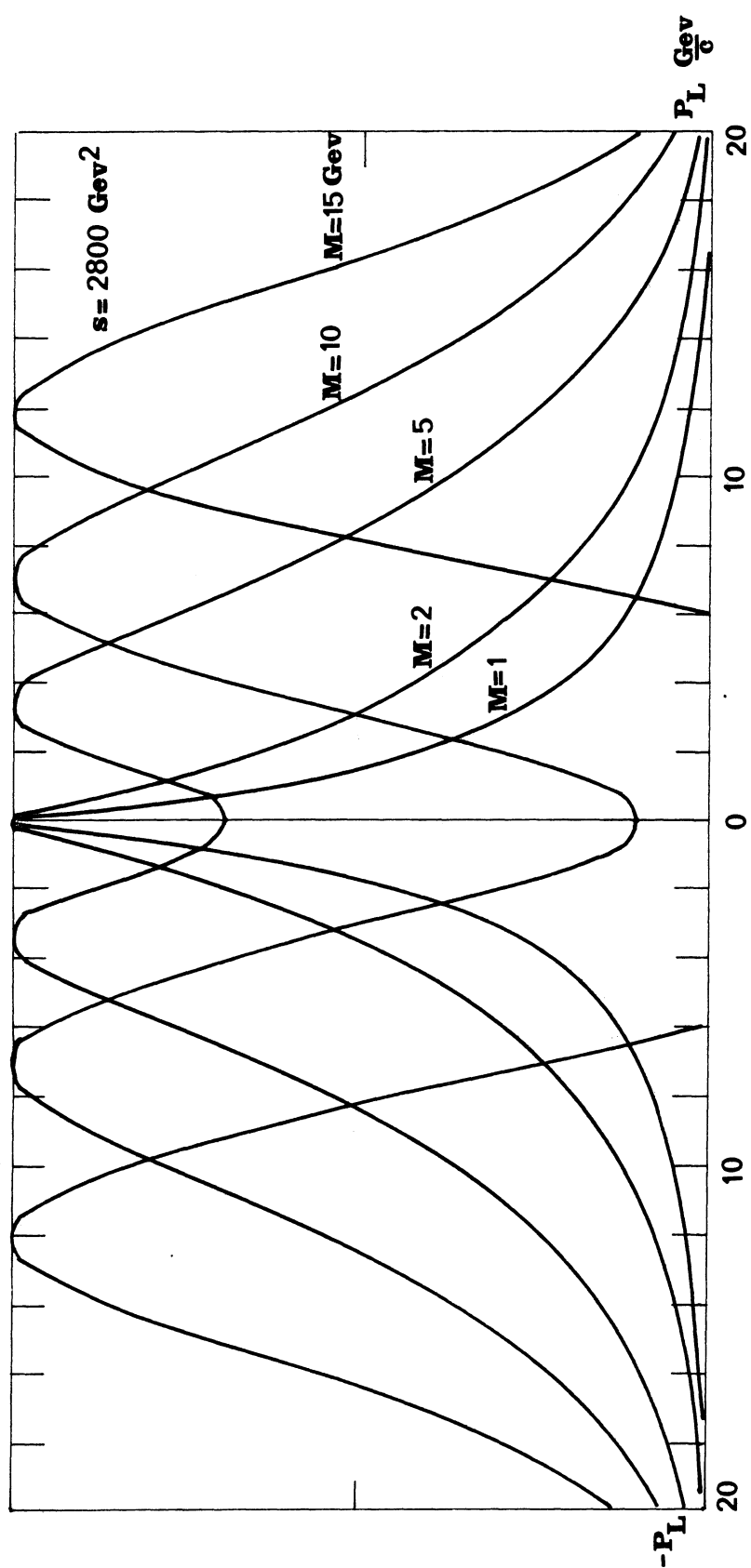


Fig. III-6 : Distribution des impulsions longitudinales de la paire de leptons créée par l'annihilation parton antiparton dans le cas du modèle BBK modifié par Pope.

#### 4. Efficacité de détection du dispositif expérimental

Le dispositif expérimental disposé à  $90^\circ$  par rapport à l'interaction proton proton est le plus efficace pour une impulsion longitudinale nulle ( $P_L = 0$ )

L'efficacité pour l'appareillage de détecter un des leptons de la paire va dépendre de l'impulsion longitudinale c'est à dire du modèle utilisé.

Nous avons calculé par la technique de Monte Carlo l'efficacité du dispositif en fonction de la masse  $M$  de la particule en utilisant les distributions d'impulsions longitudinales obtenues à  $s = 2800 \text{ GeV}^2$ .

L'impulsion transverse a été arbitrairement générée selon une distribution de la forme  $e^{-2,5 P_T}$  obtenue pour les pions entre 3 et 5 GeV.

Vers 1 GeV/c d'impulsion transverse la distribution tend davantage vers la forme  $e^{-6 P_T}$ . Pour les masses envisagées, nous avons vérifié que l'influence sur l'efficacité n'est pas significative.

La désintégration de la particule de masse  $M$  en électrons a été supposée isotrope. L'impulsion de l'électron est égale à  $M/2$  et déterminée sans erreur lorsque la particule lourde est au repos. Cette erreur n'est que de 5 % pour une particule de  $M = 15 \text{ GeV}$  (produite d'après le modèle DY) d'après Lederman et Jaxon<sup>30)</sup>.

Les résultats sont représentés sur la figure III-7. La courbe 1 représente l'efficacité géométrique du dispositif lorsque la particule de masse  $M$  est produite au repos ( $P_L = P_T = 0$ ). Elle est alors de 0,56 %. La courbe 2 représente l'efficacité pour les modèles BBK et DY. La courbe 3 correspond au modèle BBK modifié.

#### 5. Les sections efficaces différentielles de production du boson intermédiaire et de la particule de Lee et Wick.

Pour la production d'un boson intermédiaire, BBK<sup>28)</sup> donnent à partir du modèle DY la section efficace totale de production d'un boson intermédiaire de masse  $M_W$  en fonction du rapport  $s/M_W^2$  (fig. III-8). On déduit de cette courbe la section efficace totale  $\sigma_W$  en fonction de  $M_W$  ainsi que  $d\sigma_W/dM_W$  représentés sur la figure III-9.



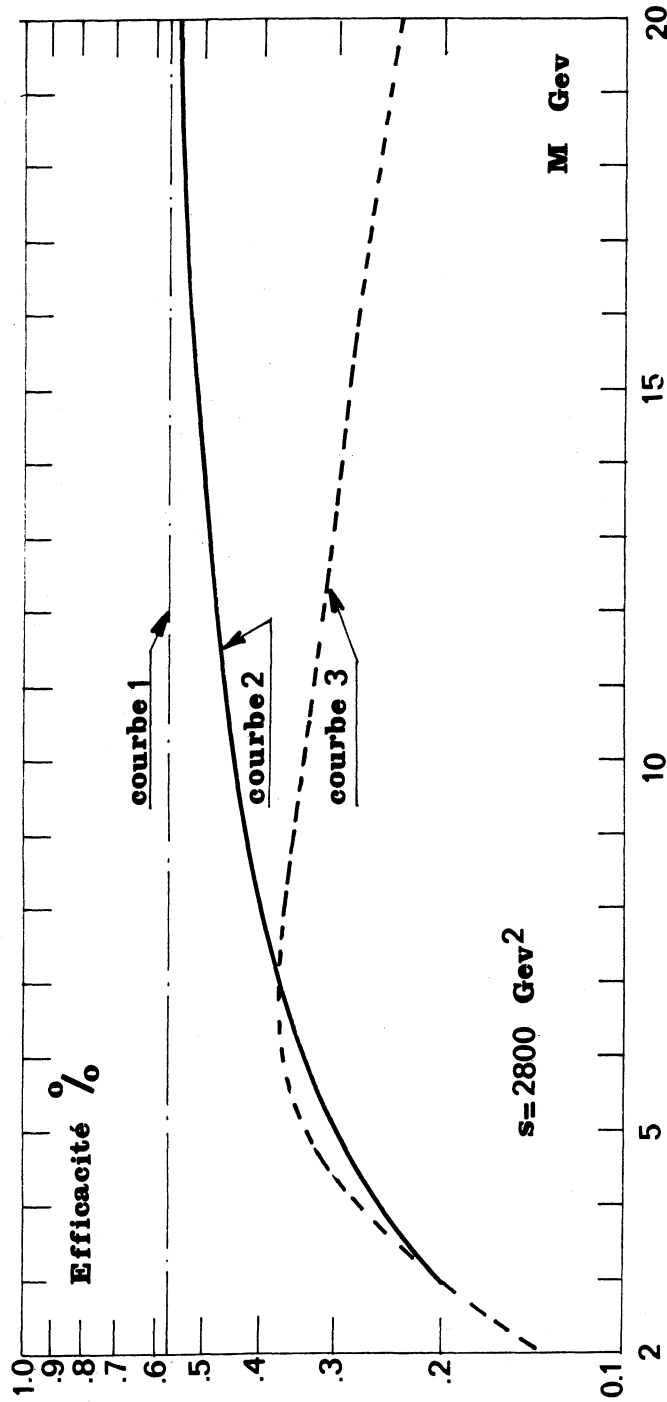


Fig. III-7 : Efficacité du dispositif expérimental pour la détection d'une particule de masse  $M$  qui se désintègrerait en 2 leptons dont un seul est détecté dans l'appareillage. Cette efficacité dépend des modèles de production utilisés. Pour une particule produite au repos l'efficacité propre de l'appareillage est représenté par la courbe 1.  
Avec le modèle de production DY ainsi que BBK l'efficacité est représentée par la courbe 2.  
Avec le modèle de production BBK modifié l'efficacité est représentée par la courbe 3.

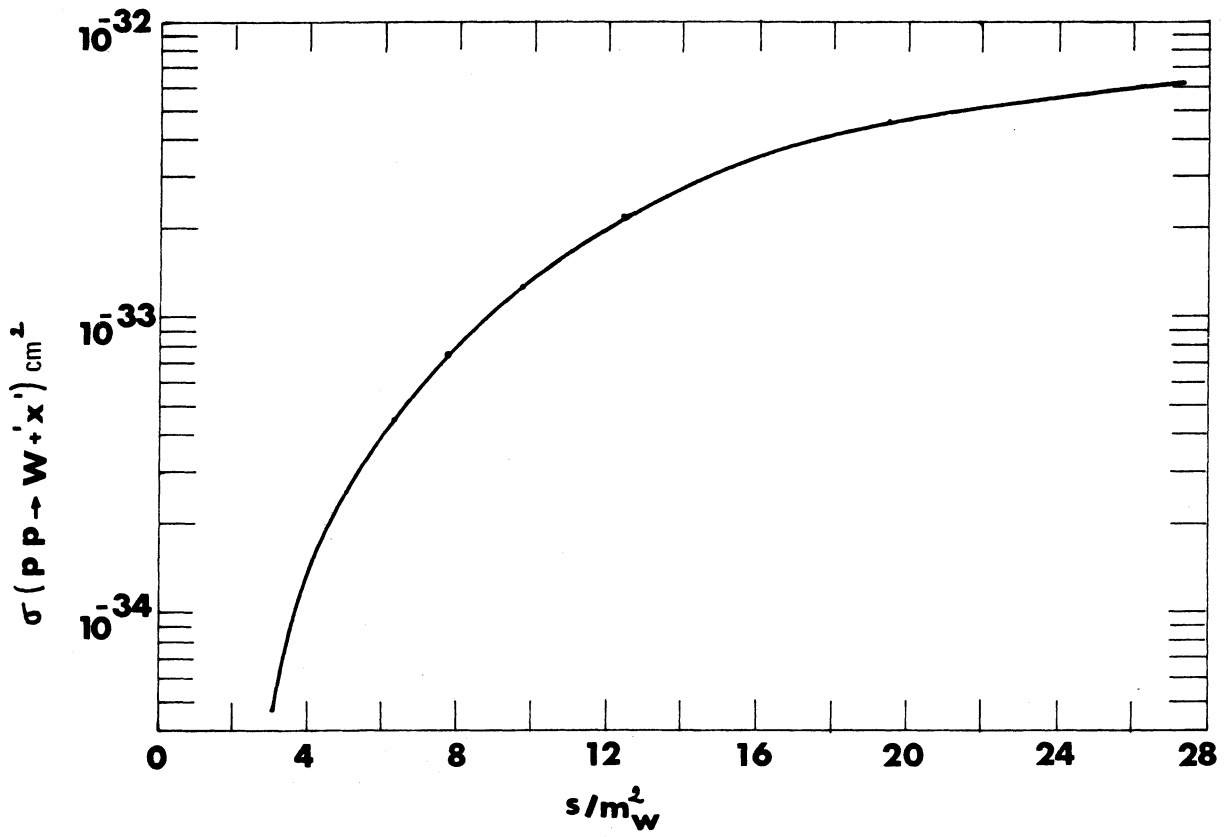


Fig. III-8 : Section efficace totale de production d'un boson intermédiaire (W) de masse  $M_W$ , selon le modèle de Drell et Yan, en fonction du rapport  $S/M_W^2$ .

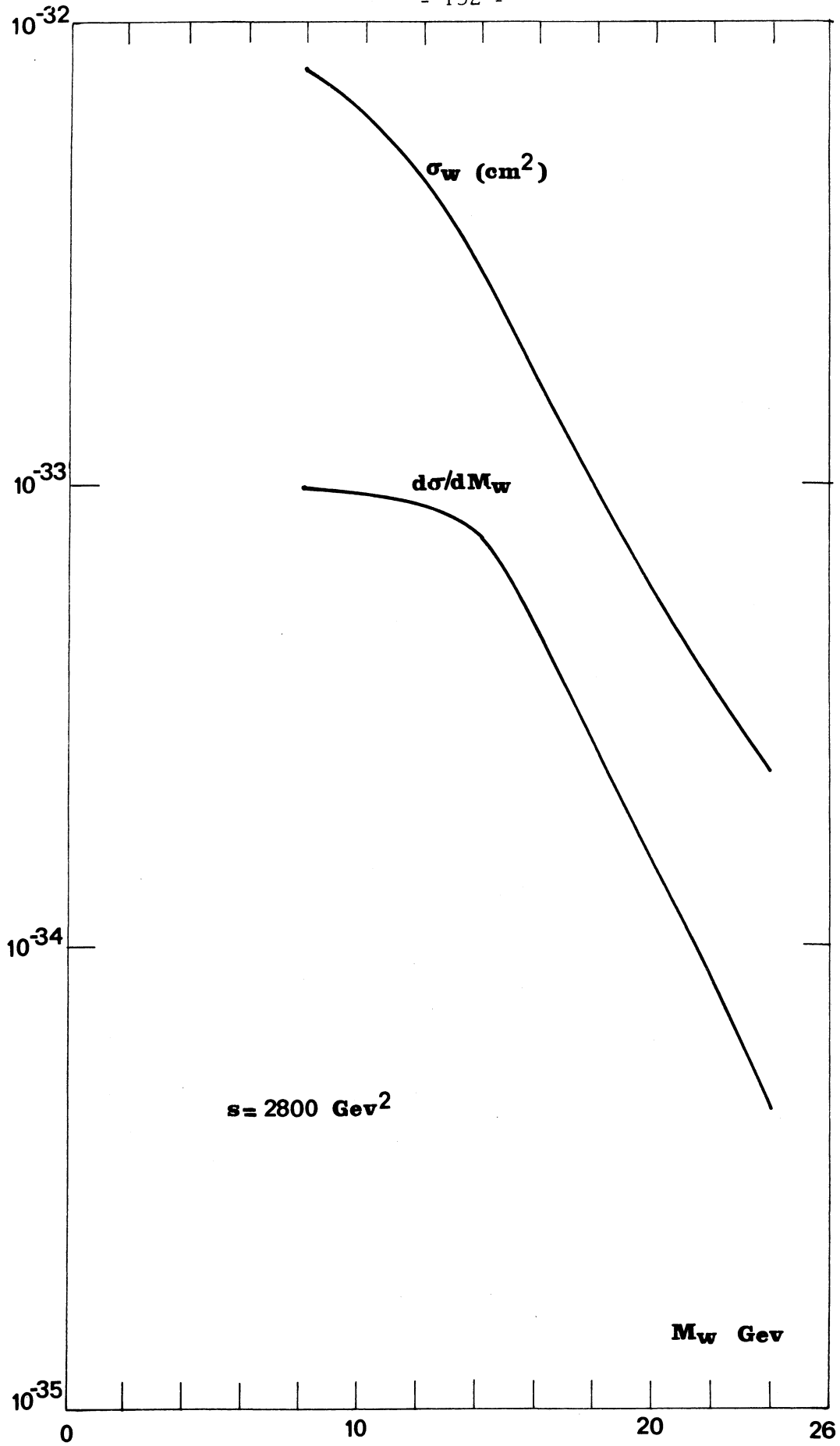


Fig. III-9 : Section efficace totale  $\sigma_W$  et différentielle de production d'un boson intermédiaire en fonction de la masse  $M_W$  déterminée à partir du modèle de Drell et Yan.

Pour la production de la particule de Lee et Wick ( $B^0$ )<sup>31)</sup> introduite pour résoudre quelques difficultés de l'électrodynamique quantique, la section efficace de production est liée à la production de dilepton<sup>30, 32)</sup> par la relation :

$$\sigma_B = \frac{3\pi}{2\alpha} M_B \frac{d\sigma}{dM} \Big|_{M=M_B}$$

Sur la figure III-10 nous avons représenté  $\sigma_B$  pour les trois modèles DY (courbe 1), BBK (courbe 2), BBK modifié (courbe 3). Sur la même figure sont représentés pour les mêmes modèles les sections efficaces différentielles  $d\sigma_B/dM_B$  (courbe 4, 5, 6).

#### 6. Interprétation des résultats expérimentaux

Nous avons représenté sur la figure III-11 les résultats expérimentaux à  $s = 2800 \text{ GeV}^2$  (courbe a). Nous considérons cette courbe comme une limite supérieure à 95 % de niveau de confiance (correspondant à 3 événements détectés par GeV) de la production des processus envisagés. Le nombre d'interactions à cette énergie est de l'ordre de  $5 \cdot 10^8$  ( $\Delta N = L \cdot \Delta t \cdot \sigma_{pp}$ ).

Pour une particule de masse  $M$  produite avec une section efficace  $\sigma$ , le nombre d'événements par GeV, d'impulsion  $P$ , espéré dans le dispositif expérimental est donné par la relation :

$$\text{NeV/GeV} = A \cdot B \left[ \frac{d\sigma}{dM} \cdot \Delta M \cdot \mathcal{E}_1(M) \cdot \mathcal{E}_2 \cdot L \cdot \Delta t \right]$$

avec  $\Delta M = 2 \cdot \Delta P$ ,  $\mathcal{E}_1(M)$  est l'efficacité de détecter la particule par un des  $A$  électrons de sa désintégration.  $B$  est le rapport d'embranchement du canal observé.  $\mathcal{E}_2$  est l'efficacité de l'appareillage déterminée au chapitre II ( $\mathcal{E}_2 \sim 0.8$ ).

#### a) Production d'un photon virtuel $\gamma_v \rightarrow e^+ + e^-$

Pour ce processus  $A = 2$  et  $B = 1$  la section efficace  $d\sigma/dM$  est celle de la production de dileptons déterminée au paragraphe E 2 (fig. III-4).

Sur la figure III-11 sont représentés les résultats pour les trois modèles DY (courbe g), BBK (courbe f), BBK modifié (courbe e). On peut constater qu'aucune conclusion ne peut être déduite en comparaison des résultats expérimentaux, dans la limite de validité des modèles.

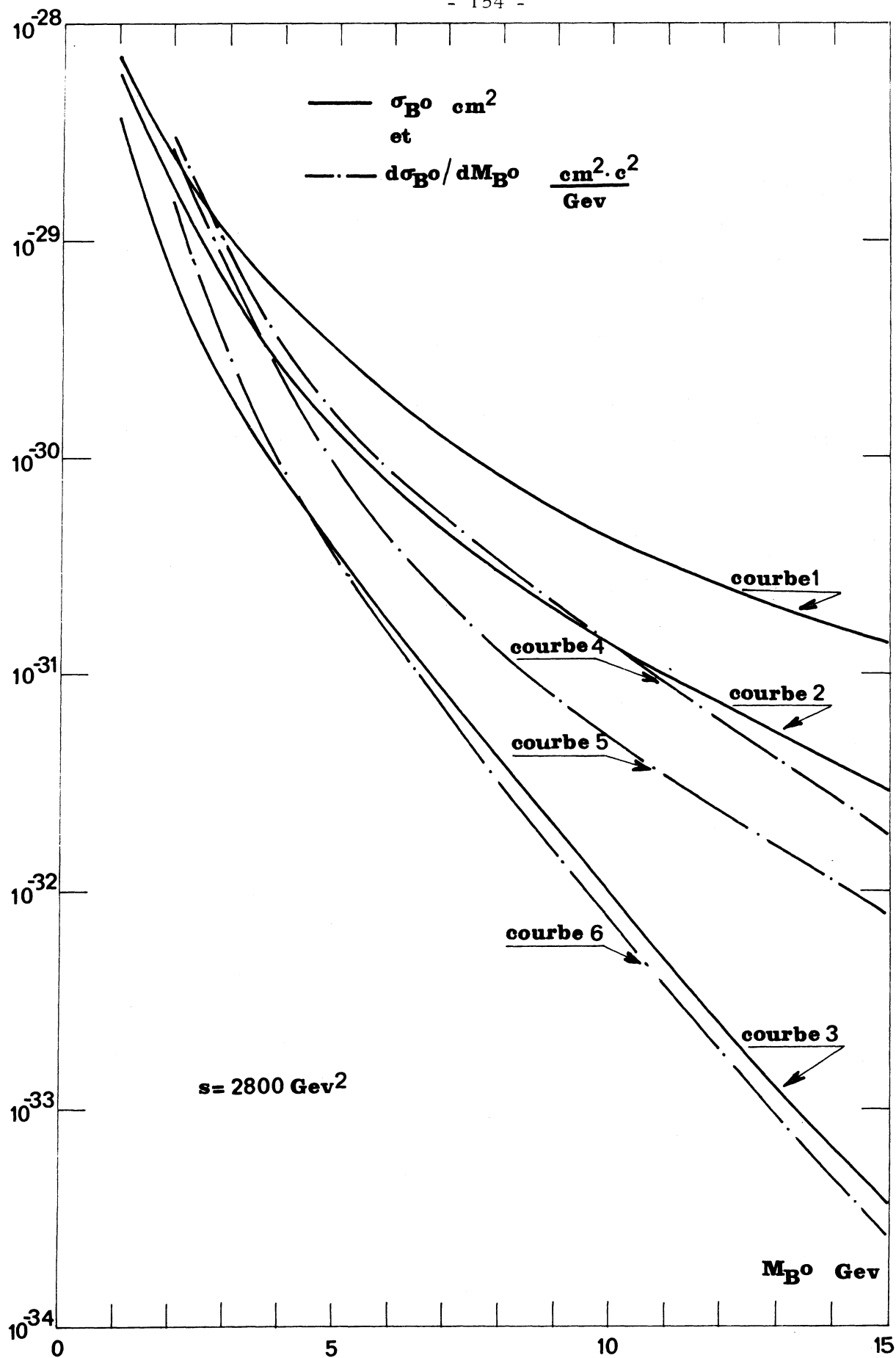


Fig. III-10 : Section efficace totale  $\sigma_{B^0}$  (courbe 1, 2, 3) et différentielle  $d\sigma_{B^0}/dM_{B^0}$  (courbe 4, 5, 6) de production de la particule neutre de Lee et Wick en fonction de sa masse pour les 3 modèles : DY, BBK et BBK modifié respectivement.

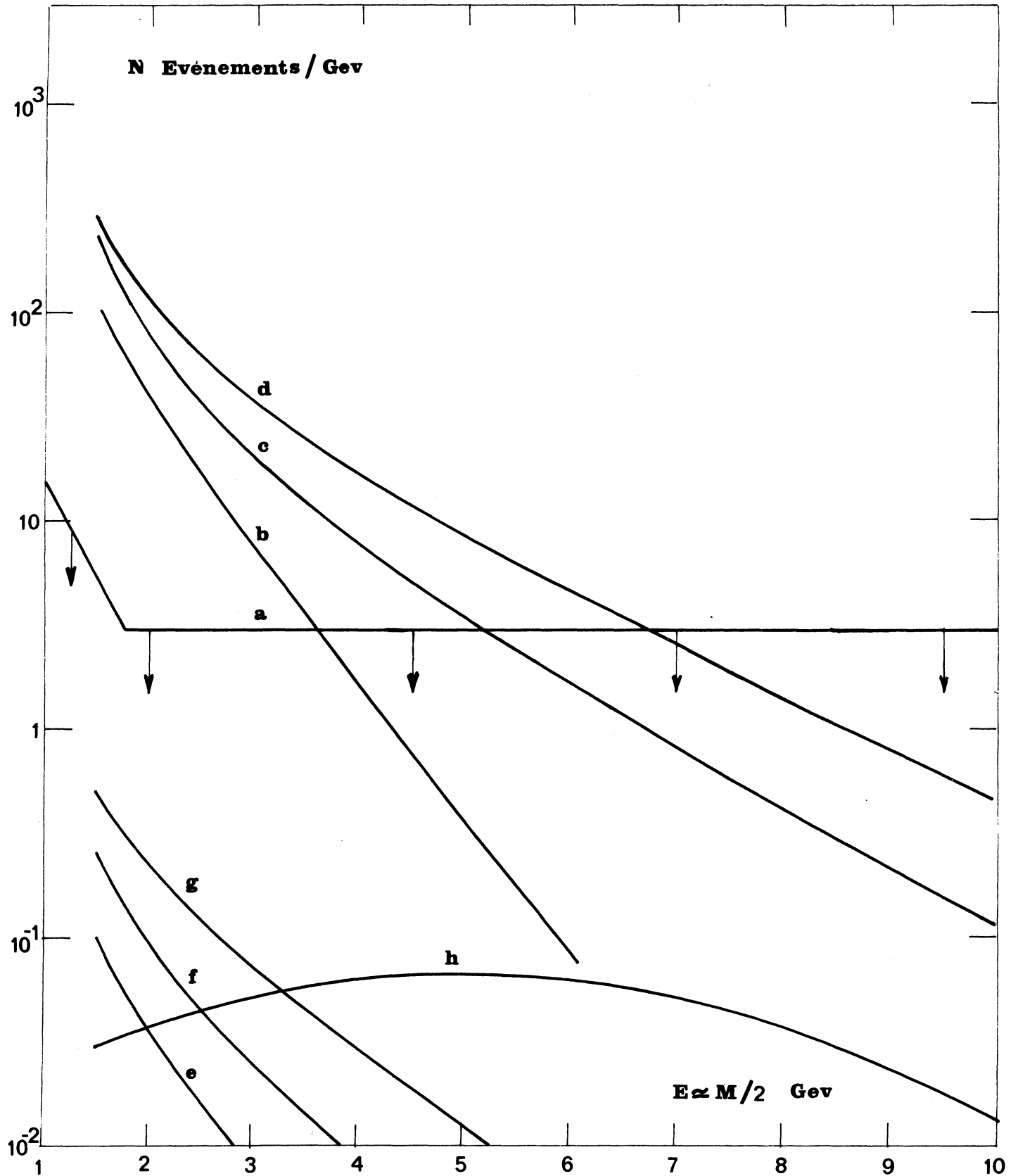


Fig. III-11 : Limite supérieure du nombre d'électrons, par GeV, observée dans l'appareillage pour  $s = 2800 \text{ GeV}^2$ . Les modèles de production de particules lourdes cités en références ont été utilisés pour estimer le flux.

b) Production d'un boson intermédiaire

$$\begin{array}{lcl} & W & \longrightarrow e + \gamma \quad (W \equiv W^+ + W^-) \\ \text{où} & W^0 & \longrightarrow e^+ + e^- \\ & Z^0 & \longrightarrow e^+ + e^- \end{array}$$

Nous avons  $A = 2$  et en considérant un rapport d'embranchement <sup>33)</sup>  $B = 1/3$ , le nombre d'événements par GeV espérés dans le dispositif expérimental est représenté sur la figure III-11 par la courbe (h). Le maximum qui apparaît sur la courbe est dû à l'efficacité  $\xi_1(M)$ . Aucune conclusion n'est possible sur l'existence dans certaines limites de masse du boson intermédiaire.

F. W. Busser ont utilisé le modèle BBK avec le même rapport d'embranchement. L'obtention d'événements de plus grand transfert d'impulsions, par un temps de mesure plus important, leur a permis de ne pas observer de signal prévu par le modèle pour des masses de bosons compris entre 10 et 20 GeV.

c) Production d'un  $B^0$

$$B^0 \longrightarrow e^+ + e^-$$

En considérant un rapport  $B = 1/3$  <sup>33)</sup>, le nombre d'événements espérés est représenté sur la figure III-11, pour les trois modèles, par les courbes d, c, b correspondant respectivement aux modèles DY, BBK et BBK modifiés. En fonction du modèle utilisé, on peut conclure sur l'existence du  $B^0$ .

$M_B > 13$  GeV pour le modèle DY (courbe d)

$M_B > 10$  GeV pour le modèle BBK (courbe c)

$M_B > 7$  GeV pour le modèle BBK modifié (courbe b).

## F. CONCLUSION

L'appareillage installé aux ISR du CERN nous a permis de mesurer la section efficace de production des pions chargés d'une impulsion comprise entre 0,2 et 1 GeV/c ainsi qu'entre 3,5 et 5 GeV/c.

La détection des gammas, a permis de mesurer la section efficace de production des pions neutres dont l'impulsion transverse est comprise entre 0,8 et 2,5 GeV/c.

Les électrons simples détectés viennent des pions neutres et constituent le bruit de fond de ces pions dans l'appareillage dont la réjection est de  $10^4$ . Néanmoins, si aucun électron n'a été observé au delà d'une impulsion de 2 GeV/c, pour les 3 énergies des ISR ( $s = 900, 2000, 2800 \text{ GeV}^2$ ), la section efficace limite de production de ces électrons (à 95 % du niveau de confiance) est de  $1,2 \cdot 10^{-33} \text{ cm}^2/\text{sr}$ . Cela correspond à une section efficace limite de production  $B\sigma_W \leq 1,5 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^2$  pour un boson d'une masse supérieure à 4 GeV.

Différents modèles de production de dileptons ont été utilisés, dans le but de déterminer le nombre d'événements correspondant à un photon virtuel, ( $\gamma_V$ ), aux bosons intermédiaires ( $W^+$ ,  $W^0$ ,  $Z^0$ ), et à la particule neutre de Lee et Wick, espérés dans le dispositif expérimental. La comparaison des données expérimentales à une énergie correspondante à  $s = 2800 \text{ GeV}^2$  permet les conclusions suivantes : Les limites expérimentales sont supérieures aux prévisions théoriques en ce qui concerne le photon virtuel et les bosons intermédiaires et ne permettent pas de conclure sur l'existence de telles particules.

Par contre, pour la particule de Lee et Wick, pour le modèle le plus pessimiste sa masse devrait être supérieure à 7 GeV.

Ces limites ne doivent pas être considérées comme rigoureuses ; les modèles utilisés permettent uniquement de donner un ordre de grandeur.

De meilleures limites auraient probablement pu être obtenues par une



prise de données plus longue permettant d'obtenir des électrons de plus grand transfert, mais cela n'a pas été possible dans le temps d'accélérateur qui avait été alloué à l'expérience.

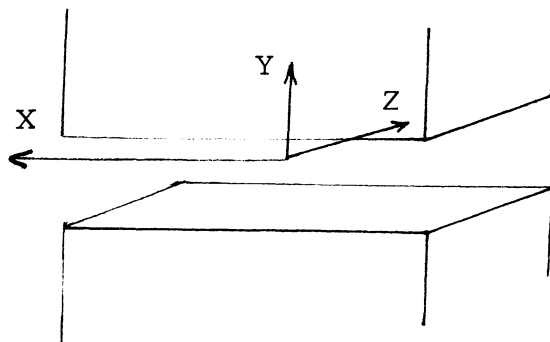
ANNEXE I

MOUVEMENT D'UNE PARTICULE CHARGÉE DANS UN AIMANT DE  
CHAMP INHOMOGÈNE ET DÉTERMINATION DE SON MOMENT

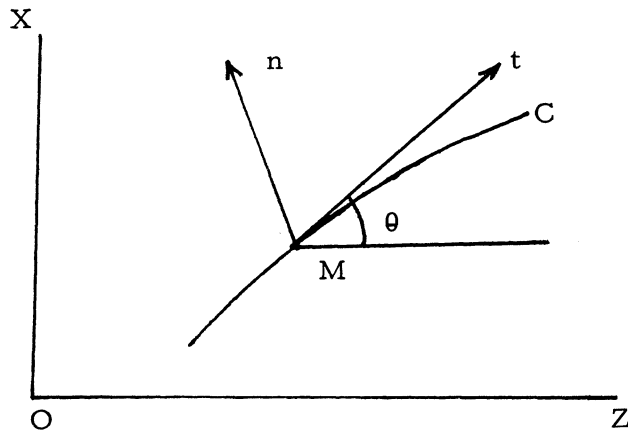
-----

On divise le volume de l'aimant en zones parallélépipédiques assez petites de façon que le champ y varie peu. On suppose le champ magnétique constant dans ces zones. Dans chaque zone, la particule décrit une hélice autour de la direction du champ magnétique. Le raccord des trajectoires des zones permet de déterminer le chemin suivi par la particule dans l'aimant, lorsqu'on connaît les caractéristiques du champ magnétique et l'impulsion de la particule. Inversement, nous allons montrer que l'on peut déterminer l'impulsion lorsqu'on connaît certaines caractéristiques de la trajectoire.

L'aimant est repéré par rapport à un système orthogonal OXYZ tel que le plan OXZ correspond au plan médian de l'aimant. OY est normal aux pièces polaires. OX désigne l'axe de l'aimant dans le sens de la longueur.



C désigne la projection de la trajectoire dans le plan OZX.



A chaque point M de la trajectoire C, on associe le trièdre de Fresnel

$\vec{t}$  vecteur unitaire tangent à C au point M  
 $\vec{n}$  vecteur normal à C dans le plan XOZ  
 $\vec{k} = \vec{t} \wedge \vec{n}$  ce vecteur est parallèle à OY  
 $\theta$  désigne l'angle de OZ et de  $\vec{t}$

Les zones étant fixées, le calcul de la trajectoire se fera par progression de pas  $\Delta Z$  correspondant à la longueur d'une zone de champ constant.

Si R désigne le rayon de courbure de C au point M on a par définition :

$$\frac{\Delta Z}{R} = \Delta \sin \theta (1) ; \quad \frac{\Delta X}{R} = - \Delta \cos \theta$$

R ne dépend que du champ magnétique et de l'impulsion de la particule et  $\Delta \sin \theta$  est dérivé de l'angle de déflexion dans le plan horizontal, pour la zone considérée.

Le champ magnétique peut être décomposé selon les trois axes  $\vec{t}$ ,  $\vec{n}$ ,  $\vec{k}$

$$\vec{B} = B_t \cdot \vec{t} + B_n \cdot \vec{n} + B_y \cdot \vec{k}$$

et la vitesse de la particule au point M

$$\vec{v} = v_t \cdot \vec{t} + v_k \cdot \vec{k}$$

avec  $v_k/v_t = \operatorname{tg} \alpha_v$

où  $\alpha_v$  est l'angle de la vitesse avec le plan horizontal. Compte tenu du dispositif expérimental,  $\alpha_v$  est de l'ordre de  $\frac{1}{10}$  de radian au maximum donc :

$$|\vec{v}| = v_t / \cos \alpha_v \neq v_t \text{ car } \cos \alpha_v = 1 \text{ à mieux que } 0,5 \%$$

L'équation du mouvement s'écrit :

$$\begin{aligned} e\vec{v} \wedge \vec{B} &= m \, d\vec{v}/dt \\ &= m \cdot (d\vec{v}/dS) \cdot dS/dt = m \cdot (d\vec{v}/dt) \cdot dt/dS \cdot \frac{dS}{dt} \end{aligned}$$

sachant que  $dt/dS = \vec{n}/R$

$$e\vec{v} \wedge \vec{B} = m \dot{v}_t \cdot (\vec{n}/R) \cdot v_t$$

c'est à dire  $\vec{n} \cdot (e v_t \cdot B_y - v_k \cdot B_t) = (m v_t^2 / R) \cdot \vec{n}$

où  $1/R = (e B_y - e B_t \sin \alpha_v) / P \cdot \cos \alpha_v$

en utilisant la relation (1) on obtient :  $\Delta Z / \sin \theta \simeq e B_y / P \cdot \cos \alpha_v$

Donc pour chaque zone à champ constant  $P = e B_y \Delta Z / (\Delta \sin \theta) \cdot \cos \alpha_v$   
où  $B_y \Delta Z = A(i)$  est l'intégrale du champ pour la zone i.

Si la particule traverse un certain nombre N de zones on peut écrire :

$$P = e \sum_{i=1}^N A(i) / (\sin \theta_s - \sin \theta_i) \cdot \cos \alpha_v$$

Si les unités de A sont des tesla-mètres et e des coulombs, P est en unité MKSA. Pour obtenir P en MeV/c lorsque A est exprimé en kilogauss x cm, il faut écrire :

$$P_{\text{MeV/c}} = 0,3 \sum_{i=1}^N A(i) / (\sin \theta_s - \sin \theta_i) \cdot \cos \alpha_v$$

## REFERENCES

1. Des détails sur les ISR peuvent être trouvés dans les références :
  - ISR STAFF - Phys. Lett. 34 B, 425 (1971)
  - CERN COURRIER 8, 263 (1968) et 11, 243 (1971)
  - CERN Report - No 72-14 (21. 7. 1972) par E. KEIL
  - Cahiers techniques du CERN No 5 "Anneaux de stockage ISR" Mai 69
2. Les premières références à la formule de luminosité peuvent être trouvées dans le rapport original MURA 81 de KERST (1955)
3. VAN DER MEER CERN Report No ISR-PO + 6831 (1968) - NP International Report 18 May 1971
4. PANSARD, Thèse de 3ème Cycle Université de Paris VI (1973)
5. B. PEREZ-MENDEZ et J. M. PFAB, Nucl. Instr. Meth. 33, 141 (1965)  
  
F. BRADAMANTE, S. CONETTI, G. FIDECARO, M. FIDECARO, M. GIORGI, A. PERZO, L. PIEMONTESE, F. SAULI, P. SCHIAVON et A. VASCOTTO - Rapport Interne Istituto Nazionale Fisica Nucleare/AE - 69/7
6. L. KAUFMANN, V. PEREZ-MENDEZ et J. M. PFAB Rapport UCRL 16, 536 (1966)
7. H. AOI Thèse d'Université Paris Sud (1972)
8. B. ROSSI, High Energy Particles - Prentice Hall (1952)
9. H. ZACCONE, Thèse 3ème Cycle Paris Sud Centre d'Orsay (1971)
10. D. BOLLINI, A. BUHLER-BROGLIN, P. DALPIAZ, T. MASSAM, F. NAVACH, F. L. NAVARRIA, M. A. SCHNEEGANS et A. ZICHICHI, Colloque sur les méthodes expérimentales en physique nucléaire et Physique des particules - Versailles 1968 et Nucl. Instr. Meth. 101, 433 (1972)
11. M. BREIDENBACH, G. CHARPAK, G. COIGNET, D. DRIJARD, G. FISCHER, G. FLÜGGE, Ch. GOTTFRIED, H. GROTE, A. MINTEN, F. SAULI, M. SZEPTYCKA and E. G. H. WILLIAMS, Phys. Let. 39 B, 654 (1972)

12. M. RIEDINGER, Thèse de Doctorat d'Etat - Université Louis Pasteur de Strasbourg (en préparation)  
 Les résultats de l'analyse des événements gammas et des pions de grand transfert ( $P_T = 3,5 \text{ GeV}/c$ ) sont décrits dans les publications :  
 M. BANNER, J. L. HAMEL, J. P. PANSART, A. STIRLING, J. TEIGER, H. ZACCONE, J. ZSEMBERY, G. BASSOMPIERRE, M. CROISSIAUX, J. GRESSER, R. MORAND, M. RIEDINGER, M. SCHNEEGANS  
 Phys. Lett. 44 B, 537 (1973)
13. M. JACOB - XVI International Conference on high energy physics - CHICAGO - BATAVIA III - Septembre 1972
14. R. M. STERNHEIMER, Phys. Rev. 99, 277 (1955)
15. M. BANNER, J. L. HAMEL, J. P. PANSART, A. V. STIRLING, J. TEIGER, H. ZACCONE, J. ZSEMBERY, G. BASSOMPIERRE, M. CROISSIAUX, J. GRESSER, R. MORAND, M. RIEDINGER, M. SCHNEEGANS,  
 Phys. Lett. 41 B, 547 (1972)  
 H. ZACCONE, Thèse de Doctorat d'Etat - Université de Paris Sud (en préparation)
16. Proceedings of the 1964 Easter School for Physicists Herceg-Novi 1964 - CERN 64-13 p. 42.
17. T. D. LEE and C. N. YANG, Phys. Rev. 119 (1960) 1411  
 A. SACAM and J. C. WARD, Phys. Lett. 13 (1964) 168  
 S. WEINBERG, Phys. Rev. D 5 (1972) 1962  
 T. D. LEE and G. C. WICK, Phys. Rev. D 2 (1970) 1033  
 T. D. BJORKEN and C. H. LLEWELLYN SMITH, Phys. Rev. D 7 (1973) 887
18. R. E. MARSHAK, RIAZUDDIN, C. P. RYAN, Theory of weak-interactions in particles physics - Wiley - Interscience 1969
19. E. FERMI, Zs f. Physik 88, 161 (1934) et "The development of Weak Interaction Theory, P. K. Kabir Editor, Gordon and Breach 1963, New-York -
20. Ch. LLEWELLYN-SMITH Rapport CERN ECFA/72-4 Vol. II (1972)
21. Voir les références citées dans l'article de M. LEITE LOPEZ - CRN Strasbourg /HE 73-14 (1973)

22. S. WEINBERG, Phys. Rev. Let. 19, 1264 (1967)  
et Phys. Rev. D5, 1962 (1972)  
S. GLASHOW, H. GEORGI, Phys. Rev. Lett. 28, 1494 (1972)  
J. PRENTKI, B. ZUMINO, Nucl. Phys. B47, 99 (1972)
23. "Collectif neutrino Gargamelle communication" à la Conférence sur les  
Interactions électromagnétiques et faibles - Bonn (Août 1973)
24. M. M. BLOCK, H. BURMEISTER, D. C. CUNDY, B. EIDEN,  
C. FRANZINETTI, J. KEREN, R. MOLLERUD, G. MYATT, M. NIKOLIC,  
A. ORKIN-LECOURTOIS, M. PATY, D. H. PERKINS, C. A. KAMM,  
K. SCHULTZE, H. SLETTEN, K. SOOP, R. STUMP, W. VENUS and  
H. YOSHIKI Phys. Let. 12, 281 (1964)  
  
G. BERNARDINI, J. K. BIENLEIN, G. VON DARDEL, H. FAISSNER,  
F. FERRERO, J. M. GAILLARD, H. J. GERBER, B. HAHN, V. KAFTANOV,  
F. FRIENEN, C. MANFREDOTTI, M. REINHARZ and R. A. SALMERON
25. Voir références très complètes dans : Thèse de Doctorat d'Etat de  
M. PATY - Faculté des Sciences de l'Université de Paris (1964)
26. R. BURNS, K. GOULIANOS, E. HYMAN, L. LEDERMAN, W. LEE,  
N. MISTRY, J. RETTBERG, M. SCHWARTZ and J. SUNDERLAND and  
G. DANBY, Phys. Rev. Let. 15, 42 (1965)  
  
R. C. LAMB, R. A. LUNDY, T. B. NOVEY and D. D. YOVANOVITCH and  
M. L. GOOD, R. HARTUNG, M. W. PETERS and A. SUBRAMANIAN  
Phys. Rev. Let. 15, 800 (1965)  
  
R. BURNS, G. DANBY, E. HYMAN, L. M. LEDERMANN, W. LEE,  
J. RETTBERG, and J. SUNDERLAND, Phys. Rev. Let. 15, 830 (1965)
27. S. DRELL et T. M. YAN - Phys. Rev. Let. 25, 316 (1970)
28. S. M. BERMAN, J. D. BJORKEN and J. B. KOGUT, Phys. Rev. D4 (1971) 3388
29. B. G. POPE (CERN), Collaboration CCR - Communication privée
30. L. M. LEDERMANN and D. H. SAXON - Nucl. Phys. B63, 313 (1973)
31. T. D. LEE et G. C. WICK, Phys. Rev. D2, 1033 (1970)
32. L. M. LEDERMAN and B. G. POPE, Phys. Rev. Let. 27, 765 (1971)
33. F. W. BÜSSER, L. CAMILLERI, L. DI LELLA, G. GLADDING, A. PLACCI,  
B. G. POPE, A. M. SMITH, J. K. YOH and E. ZAVATTINI, B. J. BLUMENFELD  
and L. M. LEDERMAN, R. L. COOL, L. LITT and S. L. SEGLER,  
soumis à Phys. Let. Décembre 1973

## REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué dans le groupe des compteurs du Laboratoire de Physique du Noyau et de Physique des Particules (LPNPP) sous la direction de Monsieur le Professeur S. GORODETZKY, Membre de l'Académie des Sciences que je tiens à remercier ici pour l'accueil qu'il m'a réservé dans son laboratoire.

Je veux également remercier Monsieur le Professeur P. CHEVALLIER, Directeur du Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg, d'avoir bien voulu accepter la présidence du jury.

Que MM. CROISSIAUX, Maître de Recherche et Monsieur le Professeur G. SUTTER soient ici remerciés pour les conseils et les facilités qu'ils m'ont accordés tout au long de ce travail.

J'adresse également mes remerciements à M. M. BANNER d'avoir bien voulu participer au jury. Ses conseils et sa gentillesse m'ont été d'un secours inestimable.

Je remercie vivement M. R. MORAND pour son soutien et les conseils qu'il m'a prodigués et pour avoir accepté de participer au jury.

Je remercie tous les membres de la collaboration SACLAY-STRASBOURG : MM. J. L. HAMEL, A. V. STIRLING, J. TEIGER, H. ZACCONE, J. ZSEMBERY du Département de Physique des Particules Élémentaires (DPHPE) du C. E. N. de Saclay et MM. G. BASSOMPIERRE, M. RIEDINGER et M. SCHNEEGANS du Laboratoire de Physique du Noyau et de Physique des Particules.

Je remercie particulièrement tout le personnel des ISR qui a contribué à la bonne marche de cette expérience.



Je veux particulièrement remercier tous les membres techniciens de Saclay et de Strasbourg de leur contribution pour la construction de l'appareillage expérimental.

Je suis reconnaissant à ma femme et à Mme M. GOETZ pour leur diligence dans la dactylographie du travail.

Enfin, je tiens à exprimer ma reconnaissance à toutes les personnes qui m'ont permis de mener à bien ce travail.